

Российская академия наук  
Институт Физики Микроструктур

на правах рукописи

Грибков Борис Александрович

Сканирующая зондовая микроскопия поверхностной  
шероховатости и магнитных наноструктур

Специальность

01.04.01 – приборы и методы экспериментальной физики

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научные руководители

Доктор физико-математических наук,  
член-корр. РАН  
Салашенко Николай Николаевич

Кандидат физико-математических наук  
Мионов Виктор Леонидович

Нижний Новгород - 2006

<b>Введение.....</b>	<b>4</b>
<b>Глава 1. Применение методов сканирующей зондовой микроскопии для исследования наномасштабных свойств поверхности (литературный обзор).....</b>	<b>13</b>
1.1. Применение метода атомно-силовой микроскопии для исследований шероховатости поверхности.....	13
1.2. Исследование состояний намагниченности в субмикронных ферромагнитных частицах методом магнитно-силовой микроскопии.....	16
1.3. Исследование состояний намагниченности в субмикронных ферромагнитных многослойных частицах методом магнитно-силовой микроскопии .....	28
<b>Глава 2. Методы изготовления образцов и методики измерений.....</b>	<b>34</b>
<b>Глава 3. Исследования наномасштабных шероховатостей поверхности подложек методом сканирующей зондовой микроскопии.....</b>	<b>46</b>
3.1. Особенности применения атомно-силовой микроскопии для анализа рельефа поверхности подложек, сравнение с рентгеновскими методами.....	47
3.2. Исследование возможности сглаживания шероховатостей поверхности методом репликации при помощи тонких слоев полимерных материалов.....	58
3.3. Сравнительные АСМ исследования подложек, применяемых для изготовления многослойных рентгеновских зеркал.....	65
3.3.1. Измерения шероховатостей подложек, изготовленных в ИЛФ (С. Петербург).....	66
3.3.2. Исследование шероховатости подложек, изготовленных в оптической группе ФИАНа.....	67
3.3.3 Измерения шероховатостей подложек, изготовленных на Казанском оптико-механическом заводе.....	69
3.3.4 Измерения шероховатостей подложек, изготовленных в НПО “Композит” .....	70
3.3.5. Результаты сравнительных АСМ исследований шероховатости тестовых подложек.....	73
3.3.6. Исследование возможности изготовления сверхгладких асферических подложек.....	73
3.4. Выводы к главе 3.....	75

<b>Глава 4. Исследования индуцированных магнитным полем МСМ зонда переходов между магнитными состояниями в ферромагнитных наночастицах..</b>	<b>77</b>
4.1. Исследование индуцированных магнитным полем МСМ зонда переходов между состояниями с однородной намагниченностью в субмикронных частицах Fe-Cr.....	78
4.2. Исследование индуцированных магнитным полем МСМ зонда переходов между однородным и одновихревым состояниями намагниченности в эллиптических частицах Co.....	86
4.3. Применение МСМ методик перемагничивания субмикронных частиц для управления свойствами джозефсоновских контактов.....	94
4.4. Выводы к главе 4.....	99
<b>Глава 5. МСМ исследования состояний намагниченности в многослойных ферромагнитных частицах .....</b>	<b>100</b>
5.1 МСМ исследования состояний намагниченности в двухслойных ферромагнитных частицах.....	101
5.2. Наблюдение индуцированных зондом МСМ эффектов перемагничивания в двухслойных ферромагнитных субмикронных частицах.....	108
5.3. Диаграмма магнитных состояний трехслойных субмикронных ферромагнитных частиц.....	113
5.4 Моделирование МСМ изображений трехслойных ферромагнитных частиц с коллинеарным и неколлинеарным состоянием намагниченности.....	117
5.5 Экспериментальные МСМ исследования трехслойных ферромагнитных частиц.....	121
5.6 Выводы к главе 5.....	128
<b>Заключение.....</b>	<b>129</b>
<b>Список литературы.....</b>	<b>132</b>
<b>Список работ автора по теме диссертации.....</b>	<b>144</b>

## Введение

За последние двадцать лет сформировалось новое направление в исследовании свойств поверхности твердого тела с высоким пространственным разрешением - сканирующая зондовая микроскопия (СЗМ). Применение различных зондовых микроскопов, таких, как сканирующий туннельный (СТМ), атомно-силовой (АСМ), магнитно-силовой (МСМ), позволяет получать уникальную информацию о свойствах поверхности. Данная диссертационная работа посвящена развитию СЗМ методик и их применению для исследования особенностей микрорельефа сверхгладких поверхностей с различными типами микрошероховатостей и для исследования наномасштабных свойств различных магнитных наноструктур на основе ферромагнитных материалов.

Первая часть работы посвящена исследованиям шероховатости рельефа поверхности подложек, применяемых для изготовления многослойных зеркал рентгеновского диапазона длин волн. Традиционно для исследования наномасштабных неровностей рельефа поверхности применяются методы атомно-силовой микроскопии и рентгеновской рефлектометрии (РР). В силу различной природы взаимодействия АСМ зонда и рентгеновского излучения с исследуемым образцом эти методы дают различную информацию о микрошероховатостях поверхности. Поэтому существует ряд метрологических проблем, связанных со сравнением результатов измерений, получаемых АСМ и РР методами, и их адекватной интерпретации. Часть диссертационной работы посвящена сравнению возможностей АСМ и РР методик по исследованию микрорельефа поверхностей с различным типом неровностей.

Шероховатость поверхности исходной подложки является одним из основных факторов, влияющих на качество интерфейсов многослойных зеркал рентгеновского диапазона длин волн, и, в конечном итоге, на их отражательные характеристики. Особенно важно использование высококачественных подложек с предельно низким значением шероховатости при создании короткопериодных зеркал жесткого рентгеновского диапазона, так как с уменьшением периода отражающих слоев влияние шероховатости на характеристики изготавливаемого зеркала существенно увеличивается. С другой стороны, требования к качеству зеркал существенно

возрастают при создании рентгенооптических установок, содержащих несколько отражательных элементов. Величина потерь интенсивности пучка в таких системах зависит от количества зеркал и от отражательных характеристик каждого из них, что также накладывает крайне жесткие требования на шероховатость поверхности подложек и шероховатость интерфейсов каждого из зеркал, входящих в систему. Достаточно большая часть данной работы посвящена проблеме АСМ контроля шероховатости сверхгладких плоских и асферических подложек, изготавливаемых методами глубокой полировки.

Вторая часть диссертационной работы посвящена МСМ исследованиям магнитных состояний в субмикронных ферромагнитных частицах. Массивы ферромагнитных наночастиц вызывают в настоящее время повышенный интерес, обусловленный, прежде всего, возможностью их применения в качестве источников неоднородного магнитного поля, датчиков слабых магнитных полей, а также в качестве среды для записи информации с высокой плотностью. Особый интерес вызывают многослойные частицы, состоящие из нескольких ферромагнитных слоев разделенных немагнитными прослойками. Так, на базе двухслойных ферромагнитных наночастиц, разрабатываются спинвентильные приборы и структуры для записи информации. С фундаментальной точки зрения интерес к многослойным ферромагнитным частицам обусловлен возможностью создания искусственных неколлинеарных состояний намагниченности. Структуры такого типа представляют несомненный интерес для изучения спинзависимых эффектов при исследовании электронного транспорта во внешних магнитных полях.

Массивы ферромагнитных наночастиц используются в качестве источников неоднородного магнитного поля, применяемых для управления свойствами чувствительных к магнитному полю объектов. При этом, изменение состояний намагниченности отдельных частиц в массиве, позволяет управлять величиной и структурой индуцированного такими источниками магнитного поля, на субмикронных масштабах. С этой точки зрения, проведенные в диссертационной работе исследования возможностей изменения магнитного состояния в наночастицах с помощью зонда магнитно-силового микроскопа являются новыми и актуальными.

## **Цели работы:**

1. Исследование возможности изготовления сверхгладких (со среднеквадратичной шероховатостью  $\sim 0,2 - 0,3$  нм) подложек плоской и асферической формы, пригодных для изготовления высококачественных многослойных зеркал рентгеновского диапазона длин волн.
2. Исследование индуцированных магнитным полем зонда МСМ эффектов перемагничивания ферромагнитных частиц субмикронного размера.
3. МСМ исследования магнитных состояний в двухслойных (Co / Si / Co) ферромагнитных субмикронных частицах. Исследование возможности управления состоянием намагниченности в таких двухслойных частицах МСМ зондом.
4. МСМ исследования состояний намагниченности трехслойных (Co / Si / Co / Si / Co) ферромагнитных дисков субмикронного размера. В частности, исследование возможности реализации неколлинеарных распределений намагниченности в таких частицах.

## **Научная новизна работы**

1. Впервые методом репликации сверхгладких эталонных пластин при помощи тонких слоев полимерных материалов изготовлены сверхгладкие подложки для зеркал рентгеновского диапазона длин волн. Методом АСМ показано хорошее совпадение параметра среднеквадратичной шероховатости эталонных пластин и изготовленных комбинированных подложек полимер-стекло.
2. Исследованы индуцированные магнитным полем зонда МСМ эффекты перемагничивания в субмикронных эллиптических ферромагнитных частицах, обладающих двумя метастабильными состояниями. Обнаружены индуцированные зондом МСМ обратимые переходы между однородным и одновихревым состоянием намагниченности. Впервые показана возможность управления направлением завихренности магнитного вихря в процессе перехода из однородного в вихревое состояние.
3. Исследованы состояния намагниченности в двухслойных ферромагнитных частицах субмикронного размера. В таких объектах впервые наблюдались индуцированные зондом МСМ переходы между ферромагнитной (вектора

магнитных моментов в соседних ферромагнитных слоях сонаправлены) и антиферромагнитной (вектора магнитных моментов в соседних ферромагнитных слоях направлены в противоположные стороны) конфигурациями намагниченности в ферромагнитных слоях.

4. Проведены МСМ исследования субмикронных трехслойных ферромагнитных частиц в виде круглых дисков, представляющих собой три слоя ферромагнитного материала, разделенные немагнитными прослойками. Впервые экспериментально наблюдались неколлинеарные распределения намагниченности в таких многослойных объектах.

### **Практическая значимость работы**

1. Совместно с НПО “Композит” (г. Москва) отработана технология глубокой полировки кварцевых подложек различной геометрии для изготовления рентгеновских зеркал. Данная технология позволяет получать высококачественные подложки с шероховатостью поверхности на уровне 0,2 – 0,3 нм.
2. Предложен и реализован метод репликации поверхностных структур при помощи тонких слоев полимерных материалов с разрешением до 30 нм. С помощью данного метода изготовлены высококачественные комбинированные подложки полимер-стекло, пригодные для создания многослойных зеркал рентгеновского диапазона длин волн.
3. Разработаны процедуры сканирования зондом МСМ, позволяющие эффективно управлять состояниями намагниченности в эллиптических ферромагнитных субмикронных частицах. Упорядоченные массивы таких ферромагнитных частиц использовались в ИФМ РАН в качестве управляемых источников неоднородного магнитного поля, влияющих на транспортные свойства джозефсоновских контактов.
4. Показана возможность осуществления индуцированных МСМ зондом переходов между ферромагнитной и антиферромагнитной конфигурациями магнитных моментов в двухслойных (ферромагнетик / немагнитная прослойка / ферромагнетик) субмикронных частицах при помощи МСМ зонда. Исследования

переходов между магнитными состояниями в таких объектах актуальны с точки зрения разработки и создания приборов спинтроники и сред для записи информации.

### **Основные положения, выносимые на защиту**

1. Проведенная совместно с НПО “Композит” оптимизация технологии глубокой полировки позволила изготовить сверхгладкие кварцевые подложки с шероховатостью на уровне 0,2-0,3 нм, пригодные для создания высококачественных рентгеновских зеркал.
2. Метод репликация сверхгладких эталонных поверхностей с помощью тонких слоев полимерных материалов позволяет изготавливать подложки с шероховатостью на уровне 0,3 нм, пригодные для создания зеркал рентгеновского диапазона длин волн.
3. Под действием поля зонда МСМ в эллиптических ферромагнитных частицах с высоким аспектным соотношением латеральных размеров происходят переходы между однородными состояниями с противоположно направленным магнитным моментом, а в частицах с малым аспектным соотношением переходы между состояниями с однородной намагниченностью и одновихревым состоянием.
4. Экспериментально осуществлено изменение знака завихренности магнитного вихря в субмикронной ферромагнитной частице под действием поля зонда МСМ посредством двухстадийного процесса, сопровождающегося переходом из вихревого в однородное состояние, а затем вновь в вихревое с заданным направлением завихренности.
5. Под действием поля зонда МСМ осуществлены контролируемые переходы между ферромагнитно- и антиферромагнитно - упорядоченными конфигурациями магнитных моментов в субмикронных двухслойных ферромагнитных частицах эллиптической формы.
6. В субмикронных трехслойных ферромагнитных дисках с сильным магнитостатическим взаимодействием между слоями реализуются неколлинеарные распределения намагниченности.

## **Публикации по теме диссертации**

Всего по результатам диссертации опубликовано 38 работ, из них 11 статей в реферируемых журналах и 27 публикаций в материалах конференций. Список работ автора приводится в конце диссертации [A1-A38].

## **Личный вклад автора в получение результатов**

- Равнозначный в сравнительные исследования шероховатостей подложек методами АСМ и РР (совместно с В.Л.Мироновым и А.А.Фраерманом) [A1, A3, A4, A12, A13, A15].
- Равнозначный в исследование возможности наномасштабной репликации поверхности при помощи тонких слоев полимерных материалов (совместно с В.Л.Мироновым и Д.Г.Волгуновым) [A2, A14, A16, A17].
- Основной в АСМ исследования шероховатости поверхности высокополированных подложек плоской и асферической формы, предназначенных для изготовления многослойных рентгеновских зеркал (совместно с Н.Н.Салащенко) [A23].
- Определяющий в исследовании индуцированного магнитным полем МСМ зонда перемагничивания субмикронных частиц Fe-Cr с однородной намагниченностью (совместно с В.Л.Мироновым) [A7, A11, A18, A21, A24].
- Основной в МСМ исследования возможности управления знаком завихренности одновихревого состояния в субмикронных частицах Co (совместно с В.Л.Мироновым) [A5, A7, A19, A20, A24, A25].
- Основной в МСМ исследования состояний намагниченности двухслойных и трехслойных субмикронных ферромагнитных частиц (совместно с Д.С.Никитушкиным, А.А.Фраерманом, В.Л.Мироновым) [A27, A28].

## **Апробация работы**

Результаты данной диссертационной работы опубликованы в в отечественных и зарубежных журналах, а также докладывались на российских и международных конференциях:

International Conference “Interaction of radiation with solids”, Minsk, October 3-5, 2001; Всероссийское совещание “Рентгеновская оптика - 2002”, Н.Новгород, 18-21 марта 2002; International workshop “Scanning Probe microscopy – 2002”, N.Novgorod, March 3-6, 2002; “XIX Российская конференция по электронной микроскопии” п.Черноголовка, 28 – 31 мая 2002; 7-th international conference on nanometer-scale science and technology and 21-st European conference on surface science NANO-7, ECOSS-21, Malmo (Sweden) 24 – 28 June 2002; International Workshop “Scanning Probe Microscopy – 2003”, N.Novgorod, March 2-5, 2003; International Symposium “Nanomeeting- 2003”, Minsk, May 20 –23, 2003; The International Conference “Micro- and nanoelectronics - 2003”, Zvenigorod, October 6-10, 2003; International Workshop “Scanning Probe Microscopy – 2004”, N.Novgorod, May 2-6, 2004; Международный симпозиум “Нанофизика и нанoeлектроника – 2005”, Нижний Новгород, 25-29 марта, 2005; The International Conference “Micro- and nanoelectronics – 2005” (*ICMNE-2005*), Zvenigorod, Moscow region, October 3-7, 2005; Международный симпозиум “Нанофизика и нанoeлектроника – 2006”, Нижний Новгород, 13-17 марта, 2006; Труды X международной школы-семинара “Новые магнитные материалы микроэлектроники” (Москва, 12-16 июня, 2006);

### **Структура и объем диссертации**

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы. Общий объем диссертации составляет 148 страниц. В диссертации содержится 73 рисунка и 1 таблица. Список литературы включает 140 наименований.

### **Содержание работы по главам**

Глава 1 представляет собой обзор литературы по теме диссертации. Приведен обзор работ, посвященных определению статистических характеристик поверхности образцов по данным АСМ измерений. Рассмотрены работы по исследованию среднеквадратичной шероховатости поверхности методом АСМ. Особое внимание уделяется сравнению АСМ и рентгеновских методов определения шероховатости поверхности подложек. Проанализированы работы по исследованию состояний

намагниченности в однослойных и многослойных субмикронных ферромагнитных частицах методом магнитно-силовой микроскопии. Часть обзора посвящена работам по исследованию индуцированных зондом МСМ эффектов перемагничивания ферромагнитных частиц.

Глава 2 посвящена описанию методик, используемых для изготовления образцов, а также методов их исследования. В этой главе описываются используемые в ИФМ РАН методы изготовления упорядоченных массивов ферромагнитных частиц, в частности, электронная литография и интерференционная лазерная литография. Изложены основные принципы сканирующей зондовой микроскопии, в особенности, метода магнитно-силовой микроскопии. Подробно описано программное обеспечение, при помощи которого проводилось моделирование процессов индуцированного магнитным полем МСМ зонда перемагничивания субмикронных ферромагнитных частиц.

В Главе 3 приведены результаты исследований шероховатости подложек, применяемых для изготовления зеркал рентгеновского диапазона длин волн. Для исследований шероховатости применялись методы атомно-силовой микроскопии (АСМ) и рентгеновской рефлектометрии (РР). Обнаружено, что в случае подложек с негауссовым распределением по высотам наблюдается расхождение в значениях шероховатости, полученным по данным АСМ и РР. Показано, что метод АСМ дает более адекватную информацию о шероховатости поверхности. Рассмотрен способ расчета эффективной шероховатости поверхности непосредственно по данным АСМ измерений. Показано хорошее совпадение значений рассчитанной по АСМ данным эффективной шероховатости со значениями шероховатости, полученной из РР измерений. Рассмотрен предложенный в ИФМ РАН метод изготовления комбинированных подложек полимер-стекло, полученных методом репликации сверхгладких эталонных поверхностей при помощи тонких слоев полимерных материалов. Показано хорошее совпадение значений шероховатости изготовленных полимерных реплик и исходных эталонных пластин. Приводятся результаты сравнительных исследований шероховатости поверхности кварцевых подложек, изготовленных различными российскими технологическими группами. В результате данных исследований совместно с НПО "Композит" были изготовлены образцы

подложек плоской и асферической формы со среднеквадратичной шероховатостью порядка 0.2-0.3 нм.

В Главе 4 описаны результаты исследований индуцированных магнитным полем зонда МСМ процессов перемагничивания субмикронных ферромагнитных частиц. Рассмотрены индуцированные процессы перемагничивания частиц Fe-Cr, для которых характерно однородное состояние намагниченности. Приводятся результаты численного моделирования показавшие, что перемагничивание происходит путем сложной перестройки намагниченности внутри частицы. Описываются проведенные эксперименты по контролируемому перемагничиванию отдельных частиц Fe-Cr при помощи зонда МСМ. Подробно рассмотрены индуцированные зондом МСМ обратимые переходы между однородным и одновихревым состоянием намагниченности в эллиптических частицах Co. В данной главе экспериментально и теоретически показана возможность управления знаком завихренности одновихревого состояния намагниченности в ферромагнитных частицах зондом МСМ. Приведены результаты экспериментов по управлению направлением завихренности одновихревого состояния намагниченности.

В главе 5 представлены результаты исследований субмикронных многослойных ферромагнитных частиц, представляющих собой несколько слоев ферромагнитного материала, разделенных немагнитными прослойками. Описаны результаты исследований состояний намагниченности в двухслойных эллиптических ферромагнитных частицах. Показано, что в исследуемых двухслойных частицах возможна реализация ферромагнитной и антиферромагнитной конфигурации магнитных моментов в ферромагнитных слоях. Подробно рассмотрены индуцированные МСМ зондом процессы перемагничивания таких двухслойных частиц. Приводятся результаты теоретических расчетов состояний намагниченности и МСМ изображений для трехслойных ферромагнитных круглых дисков субмикронного размера. Описаны эксперименты по МСМ исследованию остаточных состояний в трехслойных дисках. Продемонстрирована возможность реализации спиральных распределений намагниченности в таких трехслойных системах.

В заключении сформулированы основные результаты, полученные в работе.

# **Глава 1. Применение методов сканирующей зондовой микроскопии для исследования наномасштабных свойств поверхности (литературный обзор)**

Данная глава представляет собой литературный обзор по основным вопросам, рассматриваемым в данной диссертационной работе. Описываются возможности по исследованию шероховатости поверхности образцов методом атомно-силовой микроскопии и состояний намагниченности ферромагнитных субмикронных частиц методом магнитно-силовой микроскопии.

## **1.1. Применение метода атомно-силовой микроскопии для исследований шероховатости поверхности**

С развитием методов сканирующей зондовой микроскопии появилась возможность исследования рельефа поверхности с пространственным разрешением вплоть до атомарного [1, 2, 3, 4, 5]. В связи с этим, в последнее время метод АСМ широко применяется для изучения различных статистических характеристик поверхности образцов на нанометровом уровне [6, 7, 8]. В результате АСМ измерений рельеф поверхности исследуемого образца представляется в виде двумерной функции  $Z=f(x,y)$ , что позволяет рассчитать все необходимые статистические характеристики. Для описания микронеровностей поверхности твердых тел используется ряд феноменологических характеристик [8]. К таким характеристикам относятся: максимальный перепад высот, среднее и среднеквадратическое значение высот (шероховатость поверхности) и др. Краткое описание упомянутых характеристик приводится ниже. В дальнейшем будет использоваться ряд обозначений:  $z(i,j)$  - значение высоты рельефа в точке поверхности с координатами  $(i,j)$ , измеренное с помощью АСМ,  $N$  - количество точек в строке сканирования. Размах высот определяется по формуле:

$$S_y = z_{\max} - z_{\min} \quad (1.1)$$

Эта величина позволяет оценить максимальный перепад высот в массиве  $z(i,j)$ .

Шероховатость поверхности характеризуется средним арифметическим значением, т.е. первым центральным моментом:

$$\bar{z} = (1 / N^2) \sum_{i,j=1}^N |z(i, j)| \quad (1.2)$$

и двумерной среднеквадратическим отклонением высот рельефа, т.е. вторым центральным моментом.

$$S_q = \left\{ (1 / N^2) \sum_{i,j=1}^N (z(i, j) - \bar{z})^2 \right\}^{1/2} . \quad (1.3)$$

Диапазон измеряемых при помощи АСМ метода шероховатостей ограничен максимальным полем обзора с одной стороны и радиусом закругления рабочей области зонда с другой. Вопрос об учете конечной формы АСМ зонда ставился различными научными группами при исследовании разного рода объектов [6, 7, 8, 9, 10]. По сути дела, получаемое АСМ изображение является своего рода “сверткой” реальной поверхности с формой кончика зонда АСМ. Процесс такой “свертки” подробно описан, например, в работах [11, 12]. В работах [8, 11, 13, 14, 15, 16] предлагаются различные способы восстановления (деконволюции) реальной поверхности образца по полученным АСМ изображениям. Например, предложенный в [11] метод восстановления изображений заключается в повторном численном сканировании полученного АСМ изображения инвертированным относительно горизонтальной и вертикальной оси зондом. При условиях, что зонд может касаться всех точек поверхности и зонд в каждый момент сканирования касается только одной точки, возможно полное восстановление поверхности исследуемого образца. Если же зонд не может достигнуть некоторых участков поверхности (например, если образец имеет стенки с отрицательным наклоном), то происходит только частичное восстановление поверхности. Такая методика восстановления изображений подразумевает использование некоторых модельных представлений о форме зонда (пирамида, конус и т.д.), но более точные результаты получаются при использовании реальной формы АСМ зондов в процессе деконволюции. Реальная форма АСМ зонда может быть определена, например, при помощи сканирующей электронной микроскопии [6] или из экспериментов по сканированию тестовых структур с хорошо известным рельефом [17, 18].

Также существует определенный класс методов так называемой “слепой” деконволюции [13, 14, 15]. Основное отличие таких методов заключается в том, что информация о форме зонда получается непосредственно из АСМ изображения исследуемых образцов. Другими словами методы “слепой” деконволюции не требуют специальных экспериментов по определению формы зонда или использование каких-либо модельных представлений о ней.

Среднеквадратичная шероховатость поверхности стеклянных пластин исследовалась методом АСМ авторами [19]. Статистические характеристики рельефа поверхности кремния подробно исследовались в [7,8]. Ряд работ посвящен сравнению АСМ измеренных статистических параметров поверхности образца с теми же величинами, измеренными другими методами. Шероховатость поверхности различных образцов исследовалась рентгеновскими методами [20, 21, 22]. В работе [26] приводятся результаты сравнительных исследований шероховатости поверхности высокополированных кремниевых пластин различными методами. Характеристики поверхности кремниевых пластин изучались методами АСМ, рентгеновской рефлектометрии (РР) и при помощи рассеяния света (LST). При этом авторами работы [26] наблюдались расхождения сравнении LST шероховатости со значениями, полученными АСМ и РР методами. В работе [27] приводятся результаты сравнительных АСМ / РР исследований поверхностей образцов с различным типом шероховатости. Авторами показано, что в случае образцов, имеющих двухмасштабную структуру, представляющую собой гладкую поверхность (размах высот порядка 2-3 нм) с крупными вкраплениями высотой до 25 нм, наблюдается несовпадение значений шероховатости, полученных из АСМ и РР данных. Авторы работы связывают данный факт с тем, что, начиная с некоторого значения высоты  $h^*$  порядка 9 нм, вкрапления в виде пиков практически полностью перестают отражать, и дальнейшее увеличение его высоты уже не приведет к изменению интенсивности отраженного излучения. Следовательно, останется неизменным и значение шероховатости, измеряемое рентгеновским методом. Другими словами, все шероховатости с высотами, большими определенной, дают одинаковый вклад в уменьшения коэффициента отражения. В то же время реальное среднеквадратичное отклонение высоты шероховатостей будет продолжать увеличиваться с ростом высоты пиков.

Расхождение между АСМ и РР измеренными значениями шероховатости поверхности стеклянных и кварцевых пластин наблюдалось также авторами [28, 29]. Авторами утверждается, что данное расхождение связано с существенной негауссовостью исследуемых поверхностей. Для интерпретации данных РР измерений обычно используют модель Дебая-Валлера [23, 24, 25], подразумевающую, что поверхность имеет гауссово распределение по высотам. В случае негауссовой поверхности параметр  $\sigma$  в выражении:

$$R(q) = R_0(q) \exp(-\sigma^2 q^2)$$

представляет собой уже не среднеквадратичную шероховатость поверхности, а некоторый параметр, характеризующий отражение рентгеновского излучения от такой поверхности. В данной работе предлагается способ расчета эффективной шероховатости и угловой зависимости отражения рентгеновского излучения непосредственно по данным АСМ измерений без каких-либо представлений о характере шероховатости поверхности. В настоящей диссертационной работе проводится дальнейшее развитие предложенного метода расчета эффективной шероховатости.

## **1.2. Исследование состояний намагниченности в субмикронных ферромагнитных частицах методом магнитно-силовой микроскопии**

Следующая часть литературного обзора посвящена исследованию состояний намагниченности в ферромагнитных частицах методом МСМ. К настоящему моменту ферромагнитные субмикронные частицы различного размера и формы изучены различными научными группами достаточно хорошо. Во-первых, крайне интересна физика таких низкоразмерных ферромагнитных частиц. Во-вторых, весьма перспективно использование ферромагнитных частиц в различных практических приложениях. Например, в настоящее время ведутся разработки сред для записи информации [30, 31, 32, 33, 34]. При уменьшении размеров частиц и расстояния между ними до нескольких нанометров возможно достижение плотности записи  $\approx 1$  Тбит/дюйм. Кроме того, упорядоченные массивы ферромагнитных субмикронных частиц находят применение в качестве источников неоднородного магнитного поля.

Такие массивы ферромагнитных частиц были успешно использованы управления свойствами чувствительных к магнитному полю объектов, например джозефсоновских контактов [31, 35, 36].

В зависимости от геометрических размеров, толщины и формы субмикронной частицы ее состояние намагниченности может быть различным. Если пренебречь вкладом магнитокристаллической анизотропии, то состояние намагниченности определяется конкуренцией обменной и магнитостатической энергии. Рядом авторов предпринимались попытки проведения исследования магнитных состояний частиц в зависимости от их формы и размеров. Например, в работе [37] приводятся экспериментальные и теоретические результаты исследования кобальтовых субмикронных частиц в виде круглых дисков. В результате этих исследований авторами была построена фазовая диаграмма состояний намагниченности для таких частиц (Рис. 1.1). Было обнаружено, что субмикронные диски находятся в однородно намагниченном состоянии при достаточно небольшой толщине (5-15 нм) и диаметре порядка нескольких сотен нанометров. Причем, чтобы частица оставалась однородно

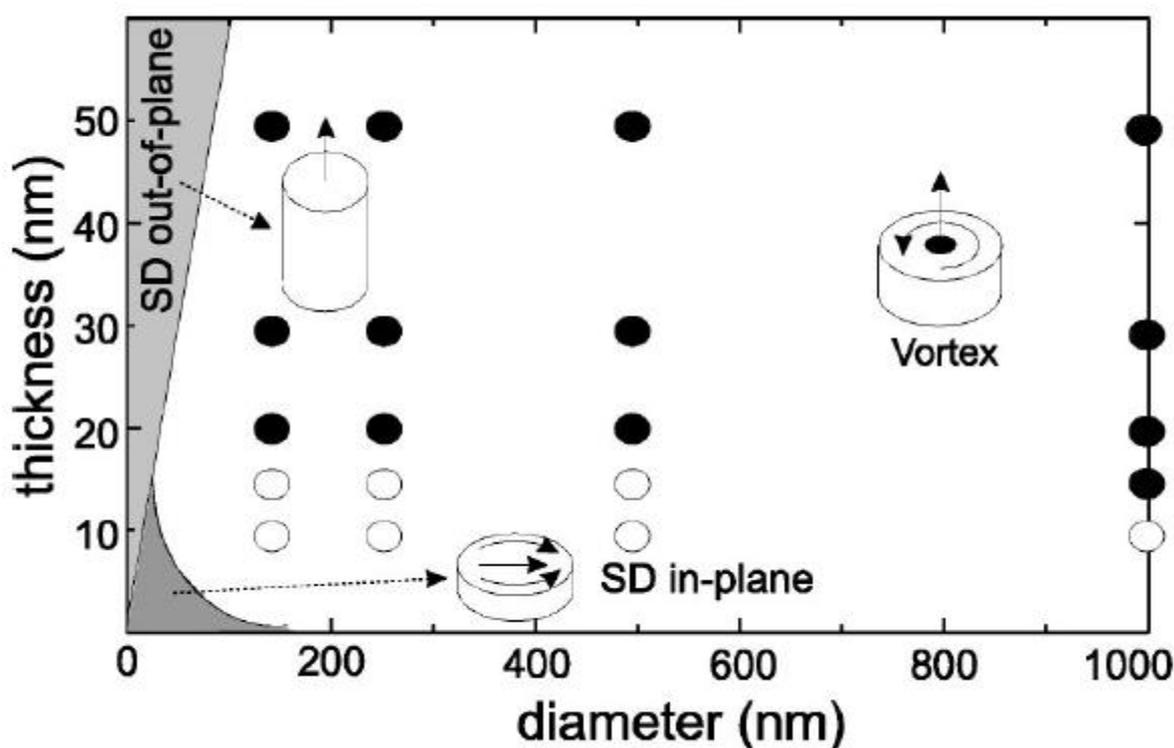


Рис. 1.1. Диаграмма состояний ферромагнитных нанодисков в зависимости от их толщины и диаметра [37]. По вертикальной оси – толщина в нм, по горизонтальной – диаметр в нм.

намагниченной с увеличением диаметра диска, приходится уменьшать ее толщину. В противном случае состояние намагниченности частицы переходит в вихревое. В случае достаточно большой толщины и небольшого диаметра диска частица оказывается однородно намагниченной вдоль вертикальной оси (совпадает с осью диска) [33, 38]. Данные результаты находятся в хорошем соответствии с экспериментальными и теоретическими результатами, приведенными в работах [39] и [40].

В данной диссертационной работе приводятся результаты исследований субмикронных ферромагнитных частиц, латеральные размеры которых существенно больше их толщины. На диаграмме эта область параметров находится в правом нижнем углу. Расчет распределений намагниченности однородно намагниченных и одновихревых состояний, а также моделирование их МСМ изображений проводился многими научными группами. МСМ изображение однородно намагниченного состояния в ферромагнитном диске рассчитано в [37, 41, 42, 43]. При латеральных размерах диска порядка сотни нанометров и более, энергетически выгодными являются состояния, когда намагниченность начинает выстраиваться вдоль границ диска, (Рис. 1.2), тем самым, уменьшая магнитостатическую и как следствие полную энергию системы [44]. Наиболее распространены такие состояния как: С – состояние или так называемое “onion state” (“луковая рубашка”). При этом симметрия МСМ изображений всех этих состояний практически одна и та же, и отличить эти состояния по МСМ образам на практике невозможно.

Экспериментальное МСМ изображение однородного состояния субмикронного ферромагнитного диска в отсутствии внешних магнитных полей и в магнитных полях различной величины и направления приведены на рисунке 1.3 [37]. Аналогичные МСМ изображения можно также найти в работе [45]. Диаметр диска 500нм, толщина 10нм. На данном рисунке также показана гистерезисная петля для массива таких частиц, такой вид гистерезисной петли хорошо описывается моделью когерентного вращения магнитного момента при перемагничивании во внешних полях. Это подтверждается МСМ изображениями, полученными при различных значениях внешнего магнитного поля.

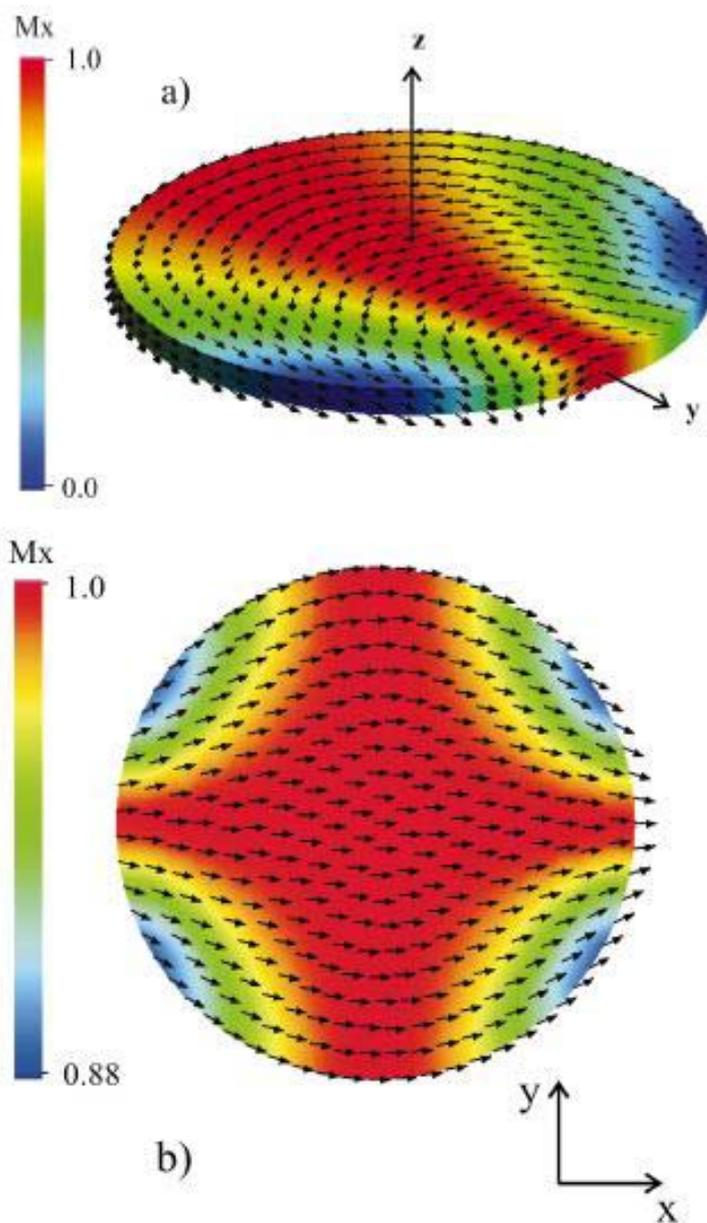


Рис. 1.2. Квазиоднородные состояния намагниченности. (a) – C – состояние, (b) – “onion state” (“луковая рубашка”). Рисунки взяты из работы [44].

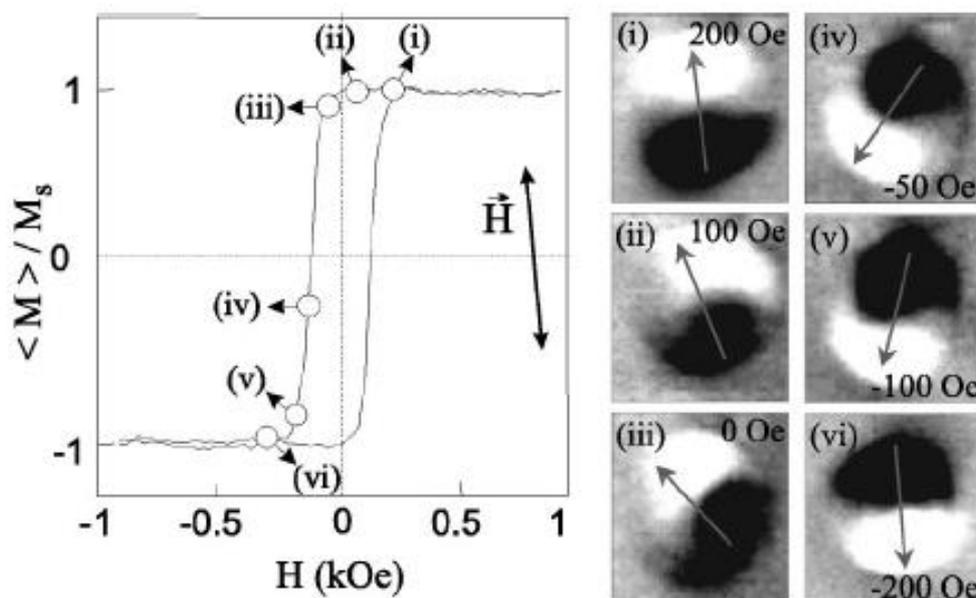


Рис. 1.3. Гистерезисная петля массива ферромагнитных дисков диаметром 500нм и толщиной 10нм. MFM изображения одного из дисков массива, полученные при различных значениях внешнего магнитного поля.

Как уже упоминалось, при увеличении диаметра диска или его толщины состояние намагниченности субмикронных дисков соответствует одновихревому. Отличительной особенностью такого распределения намагниченности является наличие особенности в центре распределения, где намагниченность направлена перпендикулярно плоскости диска (кор вихря). Латеральные размеры кора вихря не зависят от размеров частицы, а определяются только магнитными константами материала, из которого она изготовлена (обменная константа, магнитный момент насыщения). Типичный размер кора вихря составляет 10-20 нм. Одновихревое состояние намагниченности характеризуется двумя параметрами: направлением завихренности (может быть как по часовой стрелке, так и против часовой) и направление кора вихря (вверх или вниз). Одновихревое распределение намагниченности в ферромагнитном диске показано на рисунке 1.4. Данные распределения были рассчитаны теоретически в работе [46].

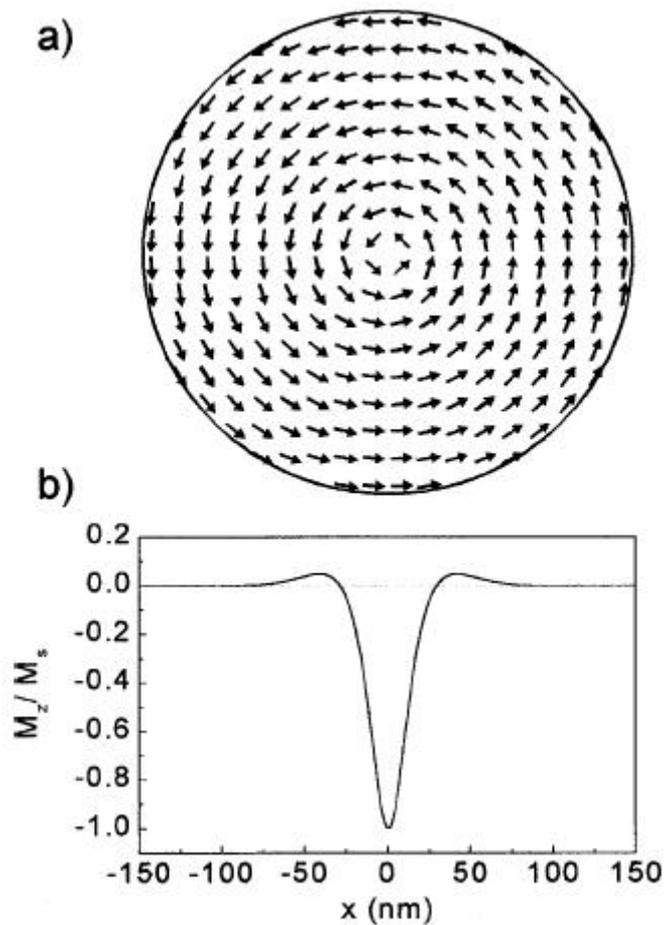


Рис. 1.4. Теоретически рассчитанное одновихревое распределение намагниченности в ферромагнитном диске диаметром 300 нм и толщиной 50 нм. (a) распределение в плоскости диска, (b) распределение в плоскости перпендикулярной поверхности диска (кор вихря). Из работы [46].

МСМ изображения одновихревого состояния намагниченности в субмикронных ферромагнитных круглых дисках представлены на рисунке 1.5 [47]. Подобные изображения наблюдались также авторами работ [37 45, 48, 49]. МСМ изображение вихря представляет собой яркую точку в центре диска, которая соответствует кору. Причем знак контраста точки изменяется в зависимости от направления кора вихря. На приведенном рисунке присутствуют белые точки (кор направлен вверх) и черные точки (кор направлен вниз). Заметим, что если направление кора можно однозначно определить по МСМ изображению, то направление завихренности одновихревого состояния в ферромагнитном круглом диске определить без приложения внешних магнитных полей невозможно. При приложении внешнего магнитного поля, кор вихря смещается в плоскости частицы к ее краю в направлении перпендикулярном магнитному полю. Причем в зависимости от знака завихренности вихревого состояния кор будет смещаться в ту или другую сторону. Обратная ситуация имеет место в случае применения электронной Лоренцевой микроскопии (детектируется

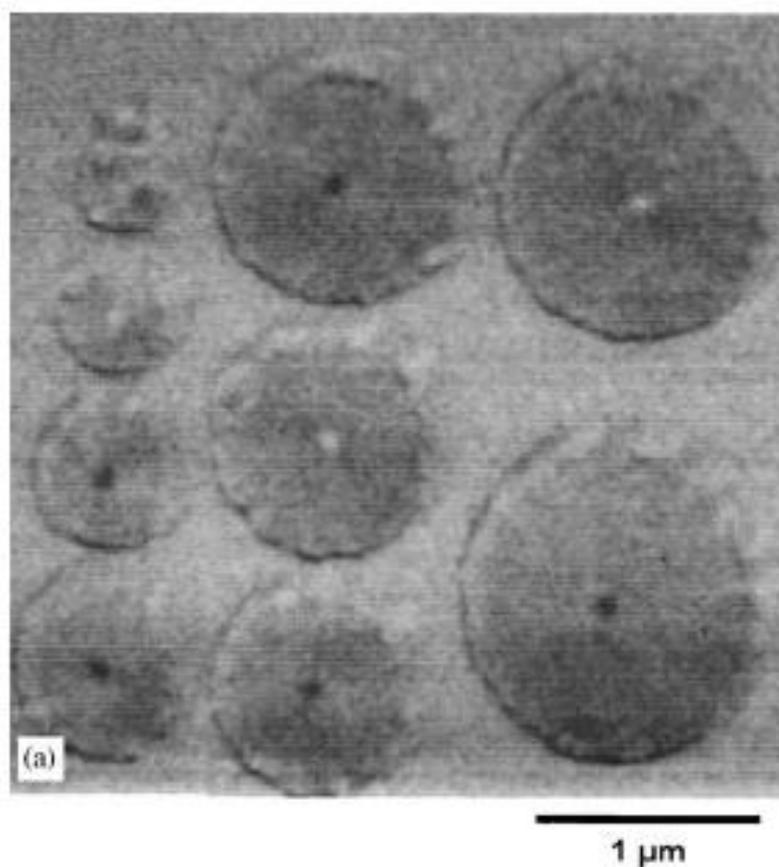


Рис. 1.5. Экспериментальные МСМ изображения вихревых состояний в субмикронных дисках различного размера. Из работы [47].

отклонение параллельного пучка электронов при пропускании его через ферромагнитный образец, для этого исследуемые ферромагнитные структуры изготавливаются на прозрачных для электронов мембранах) для исследования вихревых состояний в ферромагнитных нанодисках. По результатам таких исследований можно определить только направление завихренности вихря. Никакой же информации о направлении вихря Лоренцевая микроскопия не дает [46, 50].

В случае ферромагнитных эллиптических частиц анизотропия формы играет существенную роль при формировании состояния намагниченности. Так, например, при достаточно большом аспектном соотношении полуосей эллипса частица может оставаться однородно намагниченной вдоль длинной оси даже при достаточно больших толщинах и латеральных размерах.

Расчеты состояний намагниченности в эллиптических структурах частицах, например, в работах [51, 52, 53]. По аналогии с рассмотренными ранее ферромагнитными частицами в виде дисков в эллиптических частицах в зависимости от их геометрических размеров и толщины также реализуются различные состояния намагниченности. Распределения намагниченности и рассчитанные по ним МСМ изображения однородно намагниченных и вихревых структур в эллиптических субмикронных ферромагнитных частицах приведены на рисунке 1.6 [51]. Как видно из рисунка, МСМ изображения однородно намагниченных эллиптических частиц выглядят аналогично изображениям однородно намагниченных круглых дисков. Однако МСМ изображение одновихревой структуры в эллиптических частицах выглядит совершенно по-другому. Эллиптическое вихревое распределение намагниченности обладает квадрупольным магнитным моментом, который на МСМ изображениях проявляется в виде распределения контраста, содержащего две светлые и две темные области. Такое МСМ изображение эквивалентно МСМ отклику от двух противоположенных диполей, направление намагниченности которых совпадает с длинной осью частицы. Однако реализация такого двух доменного состояния в частицах такой формы и такого размера энергетически невыгодна [54]. Изменение вида МСМ изображения одновихревого состояния намагниченности в зависимости от соотношения полуосей эллипса представлено в работе [47] (Рис. 1.7).

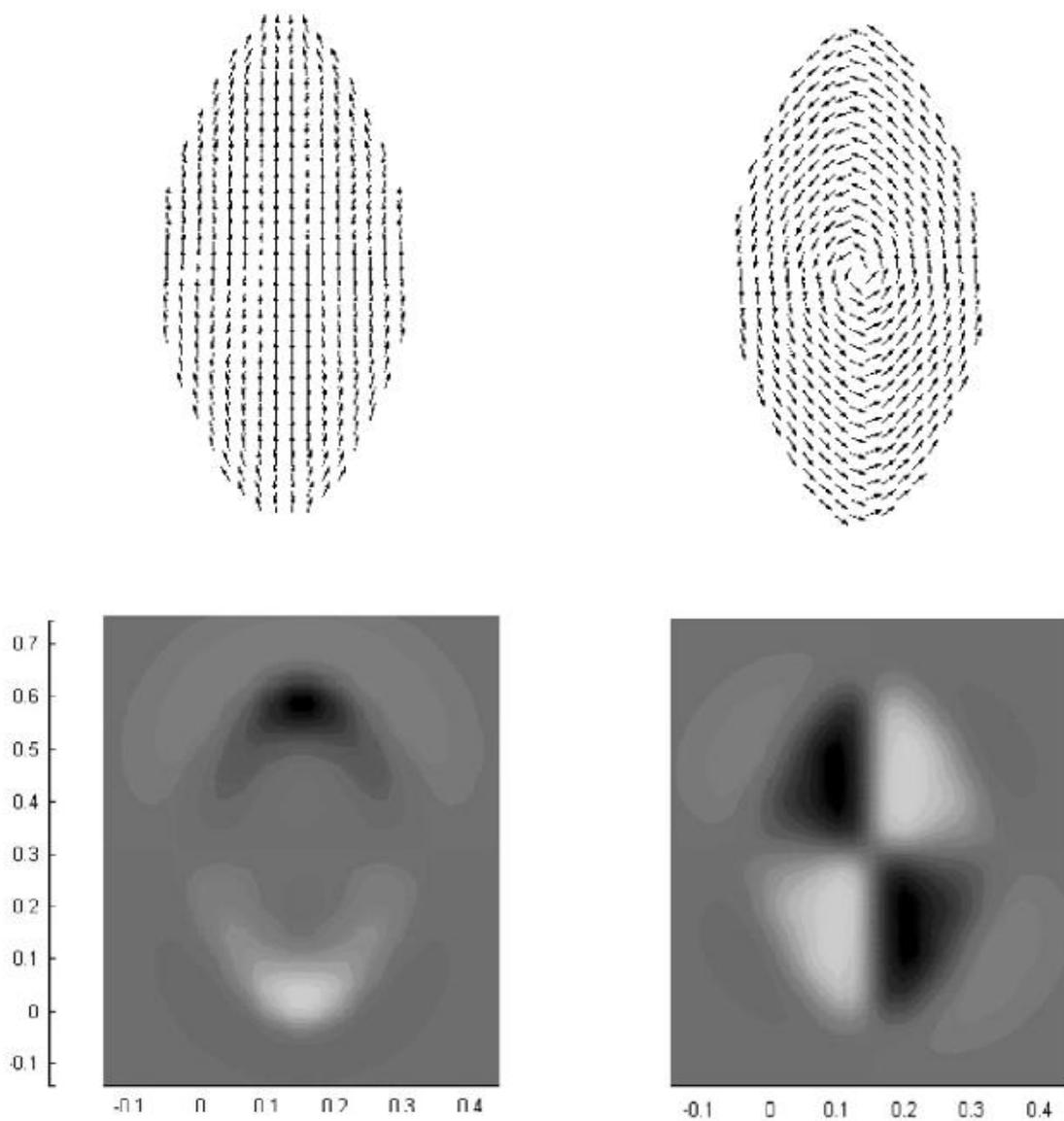


Рис 1.6. Распределения намагниченности и их МСМ изображения, рассчитанные в работе [51] для однородно намагниченного (слева) и одновихревого (справа) состояний намагниченности в эллиптических частицах размером  $600 \times 300$  нм.

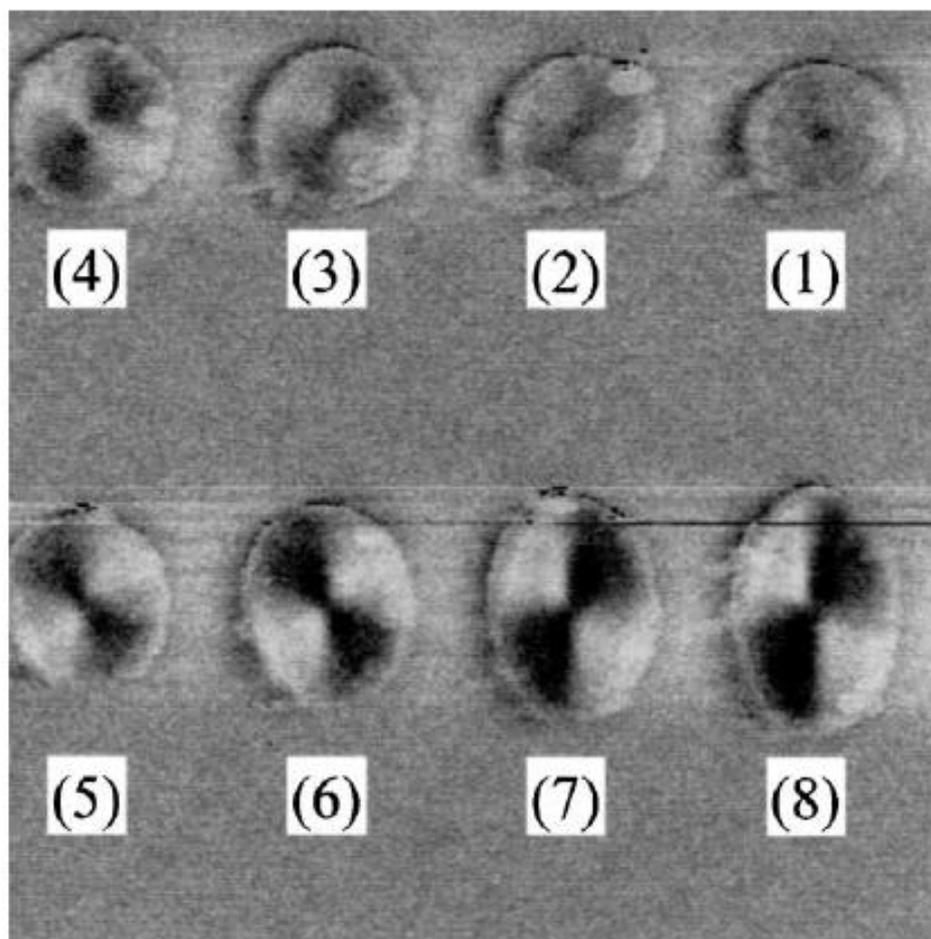


Рис. 1.7. МСМ изображения одновихревых состояний в эллиптических ферромагнитных наночастицах с различным соотношением полуосей. Диаметр круглой частицы (1) 1 мкм. Размер частицы (8)  $1 \times 2$  мкм. Из работы [47].

По симметрии черных и белых областей на МСМ изображении одновихревого состояния в эллиптической частице возможно однозначно определить направление завихренности [55, 56, 57] если известно направление намагниченности МСМ зонда. В качестве примера, можно привести МСМ изображение одновихревых эллиптических частиц  $430 \times 270$  нм из работы [55] (Рис. 1.8). На приведенном изображении крайние частицы в нижнем ряду имеют различное направление завихренности.

Рядом авторов [53, 55, 56] отмечалось, что в одних и тех же эллиптических частицах возможна реализация не одного, а нескольких состояний намагниченности. Одно из этих состояний является основным, а остальные метастабильными состояниями намагниченности. Иными словами энергия частицы имеет не один, а

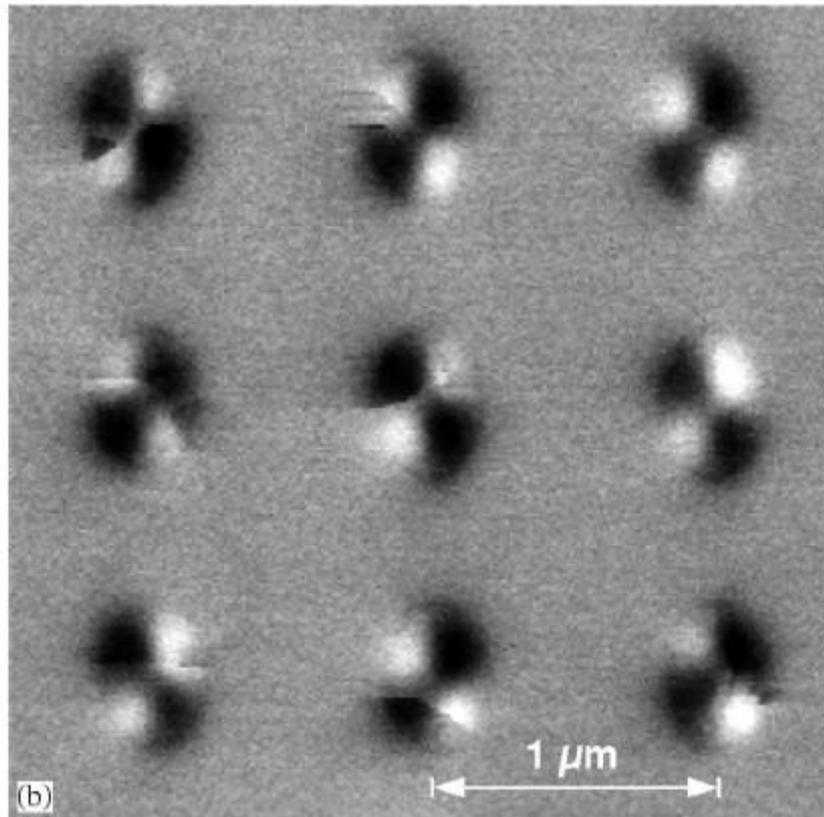


Рис. 1.8. МСМ изображение одновихревых эллиптических частиц. Из работы [55].

несколько локальных минимумов. Авторами [55] было показано, что в зависимости от направления приложенного относительно длинной оси эллиптической частицы поля в ней возможна реализация однородных или одновихревых состояний. Аналогичная ситуация имела место в наших работах [57]. Наличие метастабильных состояний наблюдалось и у частиц в виде круглых дисков, но как отмечалось авторами [58] область метастабильности на фазовой диаграмме для круглых дисков достаточно узкая и изготовление таких частиц на практике затруднительно.

При увеличении геометрических размеров и толщины частиц в них наблюдаются более сложные состояния намагниченности. Например двух- и трехвихревые состояния намагниченности в эллиптических частицах наблюдались авторами работ [59, 60]. Трудно интерпретируемые состояния намагниченности наблюдались авторами [61] при исследовании достаточно толстых (от 50 нм и более) субмикронных ферромагнитных частиц. В прямоугольных частицах в зависимости от их размера и соотношения длины и ширины также реализуются различные состояния [62, 63, 64, 65].

При МСМ сканировании ферромагнитных объектов на поверхности твердого тела рядом исследователей наблюдались эффекты, связанные с влиянием собственного магнитного поля МСМ зонда на структуру намагниченности образца. В ряде работ [63, 66, 67, 68, 69] авторами наблюдались эффекты влияния магнитного поля зонда на распределение намагниченности в тонких ферромагнитных пленках или частицах микронного размера. В этих случаях возмущения, как правило, являются обратимыми, так как область влияния МСМ зонда существенно меньше размера исследуемой структуры и можно говорить только о локальных возмущениях в распределении намагниченности. Т.е., при удалении МСМ зонда возмущенная область намагниченности возвращается к исходному распределению.

Несколько иная ситуация имеет место для тонкопленочных латерально ограниченных ферромагнитных объектов субмикронного размера. В этом случае МСМ зонд влияет на все распределение намагниченности внутри объекта, что при определенных условиях может привести необратимому изменению его магнитного состояния. В работах [52, 70] обсуждались индуцированные зондом МСМ переходы между однородно намагниченными состояниями с противоположным направлением, а также индуцированные переходы между однородным и одновихревым состояниями

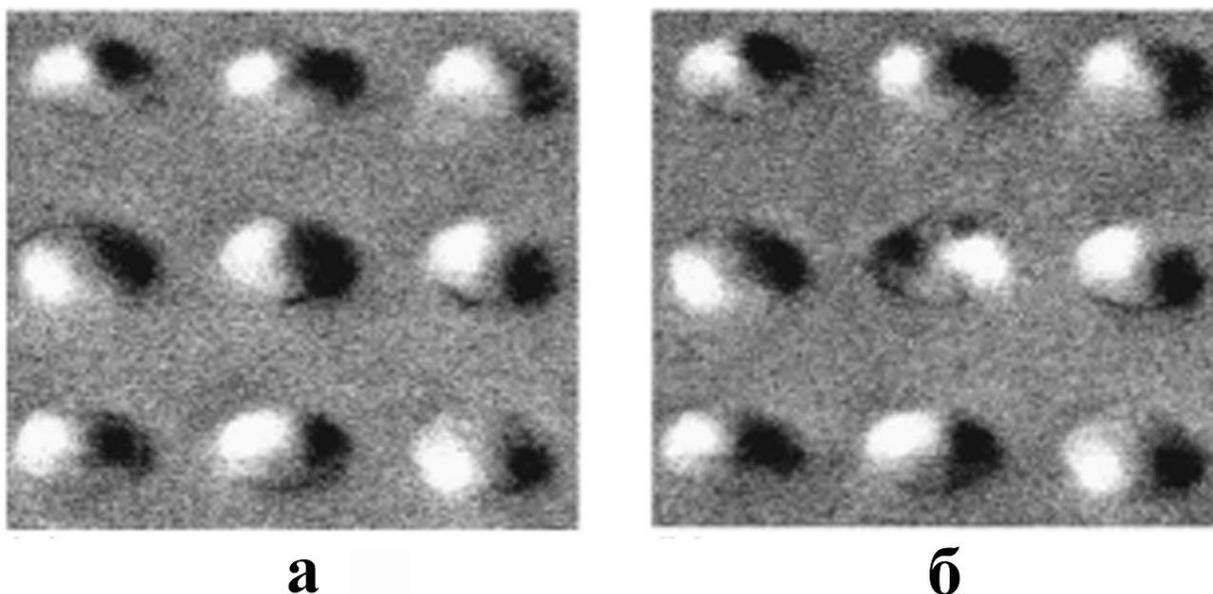


Рис. 1.9. Перемагничивание центральной частицы при помощи ее сканирования МСМ зондом во внешнем магнитном поле. (а) до перемагничивания, (б) после процедуры перемагничивания. Из работы [71].

намагниченности. Авторами [71] проводились эксперименты по переманчиванию однородно намагниченных частиц во время их сканирования зондом МСМ во внешнем поле. Пример такого индуцированного переманчивания приведен на рисунке 1.9.

Однако исследования возможности управления направлением завихренности одновихревого состояния при помощи МСМ зонда не проводились. В работе [72] приведен пример возможности управления направлением завихренности в круглых субмикронных дисках со срезанным краем. Как показано в данной работе, направление завихренности остаточного одновихревого состояния определяется направлением внешнего магнитного поля (образец намагничивался до насыщения), приложенного вдоль срезанного края. Направление завихренности определялось методом просвечивающей лоренцевой сканирующей электронной микроскопии. Похожие эксперименты были проведены группой авторов [73]. Очевидно, что описанные в этих двух работах способы позволяют управлять завихренностью только во всем массиве сразу. Напротив, использование МСМ зонда позволило бы изменять состояние намагниченности в определенных частицах.

### **1.3. Исследование состояний намагниченности в субмикронных ферромагнитных многослойных частицах методом магнитно-силовой микроскопии**

Исследования многослойных ферромагнитных частиц субмикронного размера актуальны с точки зрения использования таких структур в технологиях записи информации. В настоящее время структуры, состоящие из двух слоев ферромагнетика, разделенные слоем немагнитного материала, используются в качестве считывающих магнитных головок [36, 74, 75]. Активно ведутся работы по созданию устройств хранения информации на базе таких субмикронных многослойных структур (MRAM) [36, 74, 76, 77].

Многослойные частицы, состоят из двух или более слоев ферромагнитного материала, разделенных буферными немагнитными слоями. Такие многослойные частицы изготавливаются при помощи традиционных методов литографии (СЭМ литография и др.) из исходных многослойных тонкопленочных структур [78, 79, 80].

В качестве буфера возможно применение тонких диэлектрических слоев [81], в данном случае имеет место только магнитоэлектрическое взаимодействие между слоями. В случае применения в качестве буферных слоев тонких металлических пленок помимо магнитостатики необходимо также принимать во внимание и обменное взаимодействие между ферромагнитными слоями [82, 83].

Многими научными группами были исследованы магнитные состояния в двухслойных частицах различных размеров, формы, толщины и с различным расстоянием между ферромагнитными слоями. Например, в работах [84, 85], при помощи АГМ (alternating gradient magnetometer) получены гистерезисные петли двухслойных эллиптических ферромагнитных частиц, состоящих из нижнего слоя Со, прослойки Си и верхнего слоя NiFe. Толщины слоев были выбраны таким образом, чтобы каждый из слоев был однородно намагничен. Авторами показано, что характер перемагничивания таких частиц существенно зависит от аспектного соотношения полуосей эллипса. Конфигурация однородно намагниченных слоев NiFe и Со в остаточном состоянии может быть как сонаправленной (ферромагнитной), так и противоположной (антиферромагнитной) в зависимости от аспектного соотношения. Похожие исследования также проведены авторами работ [78, 83], в данных работах также приводятся результаты исследований полей перемагничивания двухслойных частиц в зависимости от их аспектного соотношения.

Состояния намагниченности в двухслойных субмикронных частицах исследовались также с помощью метода МСМ [78, 89, 90]. Авторами [89] проведены МСМ исследования двухслойных частиц размером  $550 \times 70$  нм, состоящих из слоев Со и NiFe, разделенных прослойкой из Си (Рис 1.10). Обнаружено, что в случае сонаправленной конфигурации магнитных моментов в ферромагнитных слоях частица демонстрирует ярко выраженный МСМ отклик, аналогичный отклику однородно намагниченного состояния в однослойной частице. Если же магнитные моменты в слоях противоположны, то интерпретация МСМ отклика затруднена. МСМ отклик в этом случае напоминает отклик от сонаправленной конфигурации, но с существенно меньшей амплитудой сигнала. Однако, из-за малых толщин ферромагнитных слоев (NiFe 6 нм, Со 4 нм) этот МСМ отклик достаточно слабо выделяется на фоне топографии, и сказать что-либо определенное о его структуре затруднительно. Похожая ситуация наблюдается в работе [90]. Вопросы о влиянии

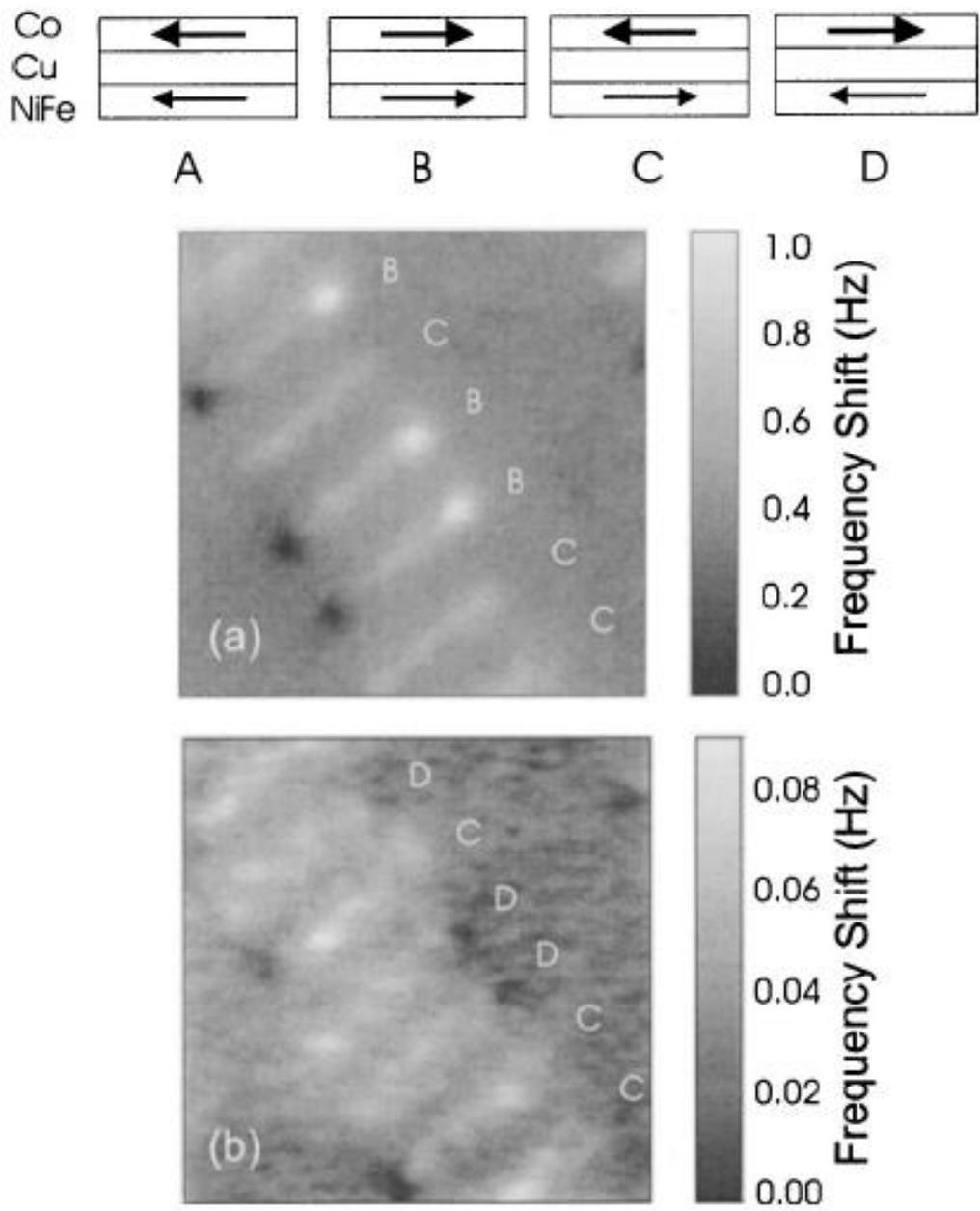


Рис. 1.10. Схемы возможных состояний в двухслойной ферромагнитной частице (сверху). MFM изображения сонаправленных и противоположных конфигураций намагниченности в двухслойных частицах. Из работы [89].

магнитного поля МСМ зонда на состояния намагниченности частиц и возможность управления состоянием намагниченности при помощи зонда МСМ не ставились.

Ряд работ посвящен исследованию двухслойных структур, состоящих из тонкой ферромагнитной пленки, на которой изготовлены субмикронные прямоугольные ферромагнитные частицы. Между частицами и пленкой изготавливалась прослойка из немагнитного материала. Параметры такой двухслойной структуры выбирались таким образом, чтобы коэрцитивность пленки была существенно выше, чем коэрцитивность изготовленных на ней частиц. Авторами [86, 87] определены значения полей перемагничивания изготовленных на пленке частиц в зависимости от их аспектного соотношения длина / ширина. Также в этих работах приводятся результаты исследований магнитосопротивления таких гибридных двухслойных структур.

Обычно для измерения магнитосопротивления массивов субмикронных двухслойных частиц на образце формируется специальная система контактов, и изучаются свойства всего массива [76, 82]. Группой авторов [88] предложена методика измерений магнитосопротивления при помощи СТМ. Разработанная методика, обладающая высоким пространственным разрешением, позволила успешно исследовать магниторезистивные свойства отдельных частиц массива. Авторами данной работы были изготовлены и исследованы эллиптические частицы размером  $450 \times 150$  нм, состоящие из 20 нм Co, прослойки Cu толщиной 5 нм, слоя NiFe толщиной 2.5 нм и верхнего слоя Cu толщиной 20 нм. Верхний слой меди необходим для реализации хорошего электрического контакта с иглой СТМ. Такие многослойные частицы изготавливались на кремниевой подложке, на которую предварительно наносился слой Cu толщиной 100 нм. Было показано, что сопротивление таких многослойных частиц уменьшается на 0.3% при переходе из противонаправленной в сонаправленную конфигурацию намагниченности.

Все предыдущие работы были посвящены исследованию двухслойных частиц, ферромагнитные слои которых намагничены однородно. Наряду с этими работами были также проведены исследования вихревых структур в двухслойных ферромагнитных частицах [79, 80]. Например, в [80] представлены теоретические и экспериментальные исследования субмикронных двухслойных дисков, состоящих из двух слоев пермаллоя, разделенных прослойкой из меди. Авторами показано, что в

такой структуре наиболее вероятна реализация вихревых состояний намагниченности в ферромагнитных слоях. Антиферромагнитное расположение магнитных состояний частиц наблюдается только в довольно узкой области, а именно при небольших толщинах (менее 10 нм) и относительно небольших латеральных размерах частиц (около 100 нм).

Субмикронные частицы с числом ферромагнитных слоев более двух интересны по многим причинам. При определенных условиях в таких объектах возможна реализация неколлинеарных распределений намагниченности. Как показали наши расчеты [91], при определенных условиях в трехслойных частицах возможна реализация неколлинеарных спиральных распределений намагниченности. Такие неколлинеарные структуры намагниченности интересны с точки зрения спинзависимого электронного транспорта [92].

В работе [93] были исследованы многослойные диски диаметром 300 нм, состоящие из десяти чередующихся слоев пермаллоя и диэлектрика  $Al_2O_3$ . Авторами был проведен ряд теоретических и экспериментальных исследований (керровская магнитометрия, магнитно-силовая микроскопия, резонансное рентгеновское отражение) таких многослойных частиц. Авторы работы утверждают, что в

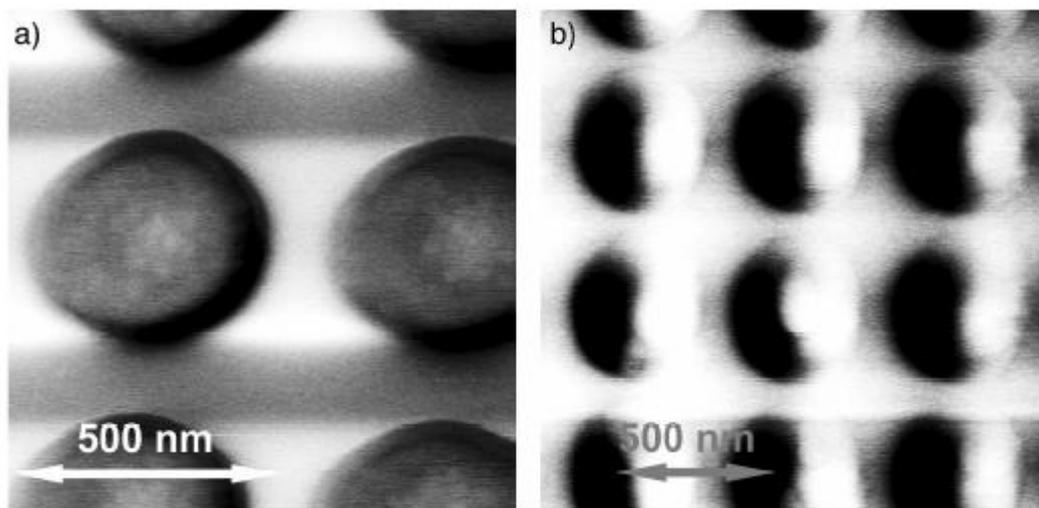


Рис. 1.11. MFM изображение остаточного состояния намагниченности диска диаметром 300 нм, состоящего из 10 чередующихся слоев пермаллоя и диэлектрика  $Al_2O_3$  (а). Изображение тех же структур в приложенном в плоскости образца магнитном поле 300 Гс (б). Из работы [93].

отсутствии внешнего магнитного поля магнитные моменты однородно намагниченных слоев пермаллоя упорядочены антиферромагнитным образом. При этом никакого МСМ контраста от такой структуры зарегистрировать не удалось. При приложении внешнего магнитного поля 300 Гс вдоль плоскости образца регистрировался хорошо интерпретируемый МСМ отклик, характерный для однородного состояния (Рис. 1.11). Таким образом, вопрос о формировании МСМ контраста в многослойных ферромагнитных субмикронных частицах изучен крайне слабо.

В заключение показано, что вопросы об исследовании шероховатости поверхности методом АСМ и сравнение полученных данных с результатами рентгеновских измерений остаются до конца не изученными. Процессы перемагничивания субмикронных ферромагнитных частиц зондом МСМ исследованы к настоящему моменту достаточно слабо. В частности, вопрос о возможности управления направлением завихренности магнитного вихря ранее не ставился. Не исследованы окончательно вопросы о формировании МСМ контраста в многослойных ферромагнитных частицах и возможность управления состоянием намагниченности в таких объектах при помощи МСМ зонда. Таким образом, рассматриваемые в данной диссертационной работе проблемы являются актуальными и малоизученными к настоящему времени.

## Глава 2. Методы изготовления образцов и методики измерений

В данной главе диссертационной работы рассматриваются используемые методы изготовления и исследования наноструктур. В ИФМ РАН для изготовления упорядоченных массивов субмикронных ферромагнитных частиц применяются методы интерференционной лазерной литографии и электронной литографии.

Суть метода интерференционной лазерной литографии заключается в следующем [118]. Первоначально на кремниевую подложку методом лазерного напыления в вакуумной камере поочередно наносились тонкие слои (0.3-0.5нм.) Fe и Cr. Толщина полученной многослойной структуры составляла порядка 15-20нм. Для формирования упорядоченного массива субмикронных структур на поверхности многослойной пленки применялся метод интерференционного лазерного отжига. Для этого излучение узкополосного XeCl эксимерного лазера ( $\lambda=308\text{нм.}$ ) делилось на две пары пучков, падающих на образец в двух взаимно ортогональных плоскостях (рис. 2.1).

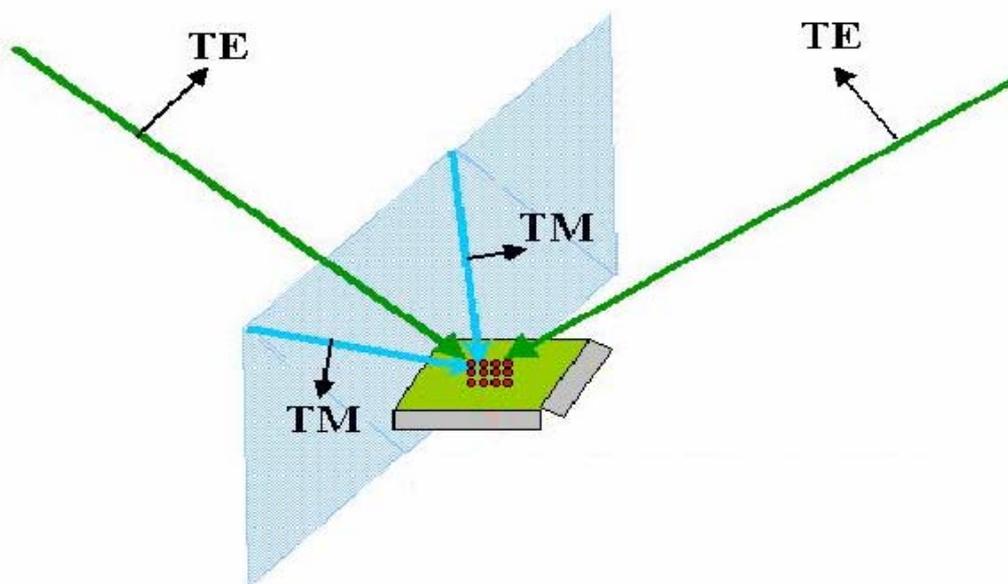


Рис. 2.1. Формирование двумерного упорядоченного массива субмикронных ферромагнитных частиц методом интерференционного лазерного отжига.

Монохроматизация излучения, необходимая для обеспечения контрастной интерференционной картины по всему сечению лазерного пучка, достигалась за счет внутрирезонаторной селекции мод с помощью интерферометров Фабри-Перо. Распределение интенсивности в интерференционных максимумах имело вытянутую форму (в поперечном сечении), с аспектным соотношением, равным отношению углов падения пучков. Площадь получаемого массива частиц составляла 5-10 мм<sup>2</sup>. При облучении металлической многослойной пленки интенсивным (~1 Дж/см<sup>2</sup>) коротким (~10 нс.) лазерным импульсом среда сначала нагревалась до температуры выше точки плавления, что приводило к локальному перемешиванию компонент, а затем остывала с высокой скоростью (~10<sup>10</sup> К/с). По спектрам ферромагнитного резонанса авторами работы [118] было установлено отсутствие ферромагнитной упорядоченности в многослойной структуре до ее интерференционного лазерного отжига и появление ферромагнитного отклика после обработки лазерным пучком.

Другой метод, применяющийся для формирования упорядоченных массивов ферромагнитных частиц, это электронная литография с последующей процедурой ионного травления. Основные этапы изготовления субмикронных частиц методом электронной литографии приведены на рисунке 2.2 [119, 120]. В качестве электронного литографа применялся сканирующий электронный микроскоп (СЭМ) JEM-2000EX.

На первом этапе на Si подложку методом лазерного напыления в вакууме наносилась пленка Co. Метод лазерного напыления, благодаря высокой мощности лазерного излучения и наличия высокоэнергетических ионов в пучке напыляемого материала, обеспечивал хорошую адгезию между подложкой и ферромагнитной пленкой. На следующем этапе также при помощи метода лазерного напыления на слой Co наносился слой Ti толщиной ~ 25 нм. На заключительном этапе методом термического испарения в вакууме наносился слой фуллерена C<sub>60</sub> (~ 70 нм), используемый в качестве маски для электронной литографии.

В начале формировалась маска в слое C<sub>60</sub>. Для этого проводилась засветка фуллеренового слоя сфокусированным пучком в электронном микроскопе по заданной программе. После засветки в электронном микроскопе образец промывался в органическом растворителе (толуоле). В процессе промывки незасвеченная часть

фуллереновой маски растворилась и в результате формировалась маска, необходимая для травления пленки Ti. Затем рисунок фуллереновой маски переносился в слой Ti. Плазмохимическое травление маски Ti осуществлялось в атмосфере фреона (рабочее давление фреона  $\sim 10^{-3}$  торр. Время травления пленки Ti толщиной 25 нм составляло 2-3 мин при температуре образца  $80^{\circ}\text{C}$  и ускоряющем напряжении 500 В. На заключительном этапе исходный СЭМ рисунок переносился на ферромагнитную пленку Co при помощи ионного травления в атмосфере аргона. Рабочее давление

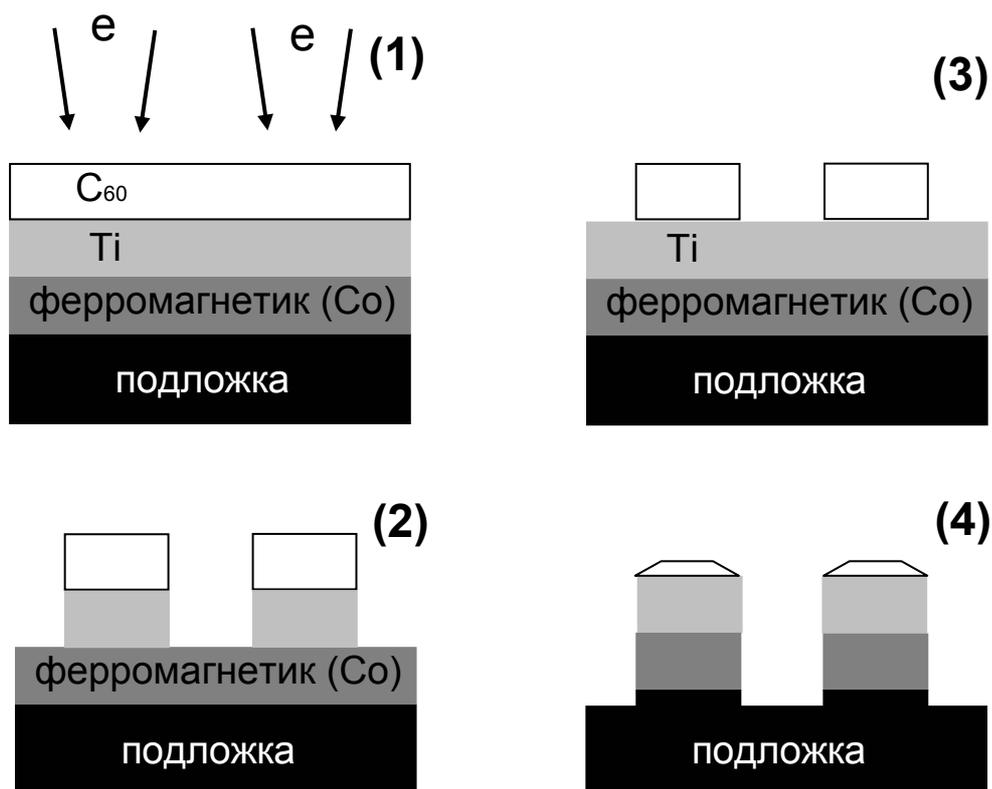


Рис. 2.2. Основные этапы процесса изготовления ферромагнитных частиц при помощи метода электронной литографии. (1) - Нанесение на подложку пленок ферромагнетика (Co), титана (Ti) и пленки фуллерена (C<sub>60</sub>) с последующей засветкой в электронном микроскопе. (2) - Формирование фуллереновой маски для травления путем обработки СЭМ засвеченной пленки в растворе толуола. (3) - Плазмохимическое травления Ti во фреоне. (4) - Ионное травление Co в атмосфере аргона.

аргона составляло  $\sim 10^{-3}$  торр, ускоряющее напряжение порядка 1кВ. Характерная скорость травления пленок Co составляла 4 нм / мин.

Описанные методы литографии позволяют изготавливать упорядоченные массивы ферромагнитных частиц с характерными латеральными размерами элементов и расстоянием между ними в диапазоне 50 - 1000 нм.

Исследование интегральных магнитных свойств исходных слоев и массивов ферромагнитных частиц проводилось магнитооптическим методом, основанным на эффекте Керра [121]. Схема экспериментального стенда для регистрации кривых намагничивания магнитных структур представлена на рисунке 2.3.

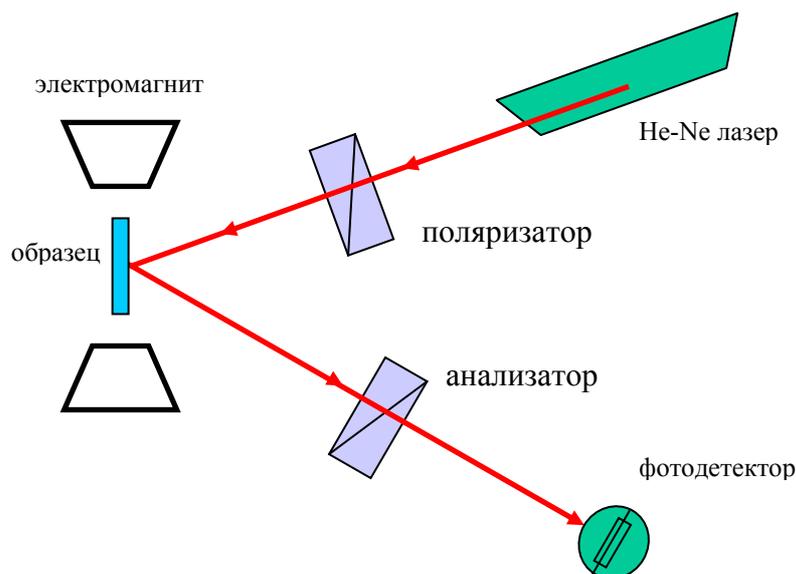


Рис. 2.3. Схема экспериментального стенда для регистрации кривых намагничивания.

Исследуемый образец, закрепленный на специальном держателе, помещается между полюсами электромагнита таким образом, чтобы магнитное поле было направлено вдоль его поверхности. Электромагнит позволяет получать однородное магнитное поле величиной до 3 кГс (при протекающем через него токе 60 А). В эксперименте используется стабилизированный He-Ne лазер, мощностью около 1 мВт ( $\lambda=0,63$  мкм), излучение линейно поляризовано. При отражении лазерного пучка от образца происходит поворот плоскости поляризации света, определяемый направлением намагниченности образца. Отраженный луч, проходя через анализирующий поляризатор, попадает на фотоприемник. Данный стенд предназначен для исследования ферромагнитных тонкопленочных структур, при этом плоскость поворота поляризации составляет  $10^{-4}$ - $10^{-1}$  градуса.

В следующей части главы приводится обзор методов сканирующей зондовой микроскопии. Первый сканирующий зондовый микроскоп - туннельный микроскоп (СТМ) был разработан сотрудниками фирмы IBM Гердом Биннигом и Хайнрихом Рорером в 1981 году [94]. За последующие несколько лет был разработан целый класс СЗМ приборов, позволяющих исследовать различные характеристики поверхности образцов с высоким пространственным разрешением [95, 96, 97, 98, 99, 100, 101, 102]. Помимо особенностей рельефа поверхности образца методы СЗМ позволяют исследовать магнитные [100], электрические [97], оптические [95, 96] и многие другие свойства поверхности.

В данной части диссертационной работы описаны методы атомно-силовой микроскопии (АСМ) [99] и магнитно-силовой микроскопии (МСМ) [100]. Принципиальная схема АСМ приведена на рисунке 2.4. В данной конструкции образец закреплен на трехкоординатном трубчатом пьезосканере, а кантилевер устанавливается над образцом неподвижно. На практике часто применяется другая схема, при которой образец закреплен неподвижно, а сканирование осуществляется зондом.

Принцип работы атомно-силового микроскопа заключается в следующем: лазерный луч, падая на поверхность балки неизогнутого кантилевера, отражается и попадает на четырехсекционный фотодиод. При сканировании поверхности зонд будет изгибаться, тем самым фототоки через верхние и нижние плечи фотодиода будут различными. Этот сигнал, пропорциональный силе взаимодействия между зондом и поверхностью, используется для организации обратной связи. Система обратной связи, изменяя вертикальное положение сканера, поддерживает постоянный изгиб консоли, так что при сканировании снимается профиль постоянной силы, который с большой точностью совпадает с рельефом поверхности образца.

Существуют методики, в которых обратная связь отключена и при сканировании длина пьезотрубки остается неизменной. В этом случае регистрируется разностный сигнал фотодиода, пропорциональный реальному отклонению кантилевера из-за взаимодействия с неровностями поверхности. Такой метод используется преимущественно для исследования атомно-плоских кристаллографических поверхностей при полях сканирования нанометрового масштаба.

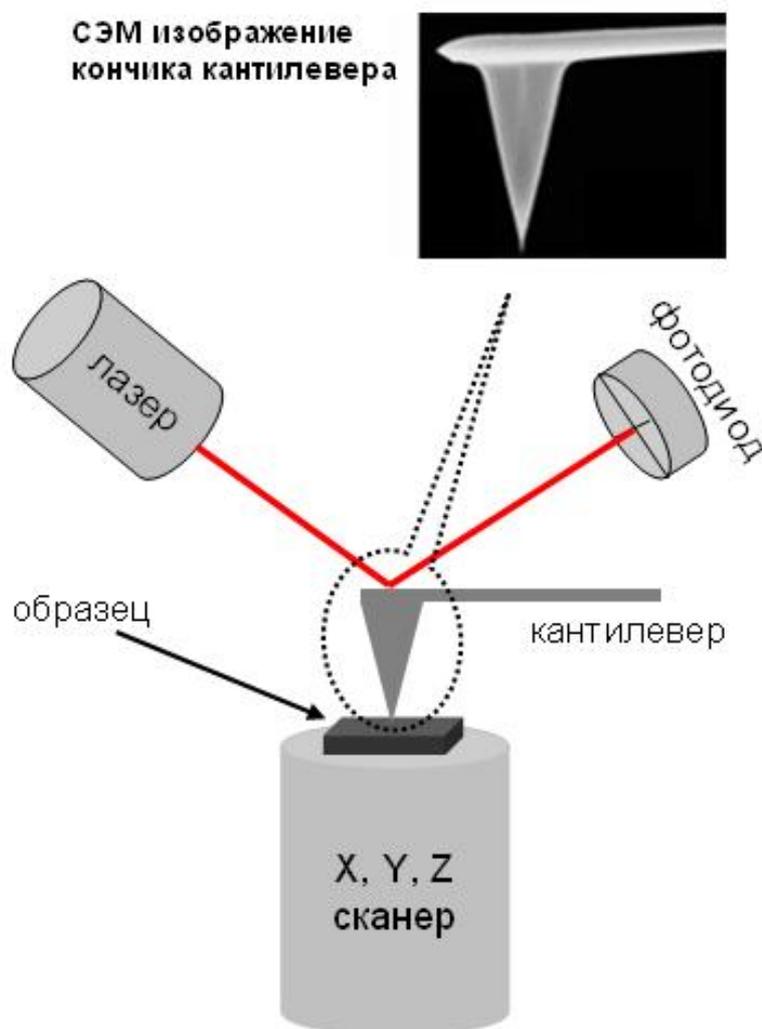


Рис. 2.4. Принципиальная схема атомно-силового микроскопа. В данном случае зонд закреплен неподвижно, а сканирование производится образцом. На выноске сверху СЭМ изображение кончика АСМ кантилевера.

Широкое распространение получил полуконтактный (tapping mode) режим АСМ. В этом случае измеряется изменение амплитуды колебаний зонда на резонансной частоте [103, 104, 105]. В ходе сканирования в таком режиме игла кантилевера не находится в постоянном контакте с образцом, а постукивает по его поверхности, что является чрезвычайно важным при исследовании легкоразрушаемых объектов (полимеры, биологические объекты) [106]. Помимо этого, возможна регистрация сдвига фазы колебаний кантилевера по отношению к фазе сигнала, возбуждающего осцилляцию зонда. Смещение фазы колебаний

обусловлено не только микронеровностями рельефа, но и жесткостью и химическим составом поверхности [104].

Существуют различные двухпроходные методы сканирования, когда информация о топографии поверхности, полученная при первом сканировании строки, используется для организации второго прохода по траектории, совпадающей с рельефом, на некотором заданном расстоянии  $\Delta Z$  между поверхностью и зондом. В двухпроходном режиме возможно измерение магнитных [100, 107], электростатических [108] характеристик поверхности, распределение поверхностного потенциала (Кельвиновская микроскопия) [109], электрической емкости [97].

Для СЗМ исследований магнитных свойств образца используются зонды с покрытием из магнитного материала. В случае кантилевера с магнитным покрытием, помимо Ван-дер-ваальсового взаимодействия [112] между ферромагнитным образцом и зондом также имеет место магнитное взаимодействие. Оговоримся сразу, что здесь не будет рассматриваться случай, когда помимо этого есть еще электростатические или капиллярные силы. Магнитные силы являются более дальнедействующими по сравнению с Ван-дер-ваальсовыми, поэтому при удалении зонда от поверхности образца на расстояние порядка нескольких десятков нанометров магнитное взаимодействие будет доминирующим.

Полная энергия магнитного взаимодействия МСМ зонда с образцом может быть представлена в виде:

$$E = - \int_{V_p} \vec{M}_p(\vec{r}_p) \vec{H}_s(\vec{r} + \vec{r}_p) dV_p \quad (2.1)$$

Где  $M$  – намагниченность МСМ зонда,  $H$  – магнитное поле образца, интегрирование проводится по объему магнитного покрытия на МСМ зонде. Исходя из данного выражения, сила взаимодействия между МСМ зондом и образцом может быть найдена в следующем виде:

$$\vec{F} = -\vec{\nabla}E = \int_{V_p} \vec{\nabla}(\vec{M}_p(\vec{r}_p) \vec{H}_s(\vec{r} + \vec{r}_p)) dV_p \quad (2.2)$$

Конструкция микроскопа устроена таким образом, что регистрируется в основном  $Z$  компонента силы взаимодействия. В принципе, по отклонению кантилевера при сканировании, возможна регистрация непосредственно силы взаимодействия между

МСМ зондом и образцом. Однако более чувствительным и, как следствие, наиболее распространенным является метод регистрации сдвига фазы колеблющегося на резонансной частоте кантилевера [107]. Действие градиента магнитных сил образца на иглу магнитного кантилевера приводит к сдвигу резонансной частоты балки кантилевера, а, следовательно, к изменению амплитуды и фазы колебаний. Сдвиг фазы можно представить в виде:

$$\Delta\varphi = -\frac{Q}{k} \frac{\partial F_z}{\partial z} \quad (2.3)$$

где

$$F'_z = \frac{\partial F_z}{\partial z} = \int_{V_p} \left( M_{px} \frac{\partial^2 H_{sx}}{\partial z^2} + M_{py} \frac{\partial^2 H_{sy}}{\partial z^2} + M_{pz} \frac{\partial^2 H_{sz}}{\partial z^2} \right) dV_p \quad (2.4)$$

Вопрос о максимальном пространственном разрешении метода МСМ является открытым до сих пор. В работах [113] продемонстрировано разрешение метода МСМ в несколько десятков нанометров. В тоже время улучшению разрешения МСМ посвящена деятельность большого количества научных групп [114, 115, 116]

Для того, чтобы получить достоверную информацию о распределении намагниченности на поверхности исследуемого образца, получаемые с этой целью магнитные и топографические данные должны быть отделены друг от друга. Наиболее часто применяется уже упомянутая двухпроходная МСМ методика [31, 107]. Суть ее заключается в следующем. Информация о топографии, полученная при первом сканировании строки, используется для организации второго прохода по траектории, совпадающей с рельефом, на некотором заданном расстоянии  $\Delta Z$  между поверхностью и зондом МСМ. Высота  $\Delta Z$  выбирается таким образом, чтобы магнитное взаимодействие было доминирующим (типичная высота  $\Delta Z \sim 30-100$  нм), таким образом, возможно получение информации о распределении намагниченности на поверхности образца (Рис 2.5 (а)).

Двухпроходные МСМ методы обладают рядом недостатков. Во-первых, обладающий собственными магнитными полями МСМ зонд влияет на распределение намагниченности на поверхности и ряде случаев это может привести к его неконтролируемому изменению на первом проходе. Во-вторых, при контакте МСМ зонда с поверхностью образца на первом проходе часто происходит разрушение магнитного покрытия на кончике МСМ зонда.

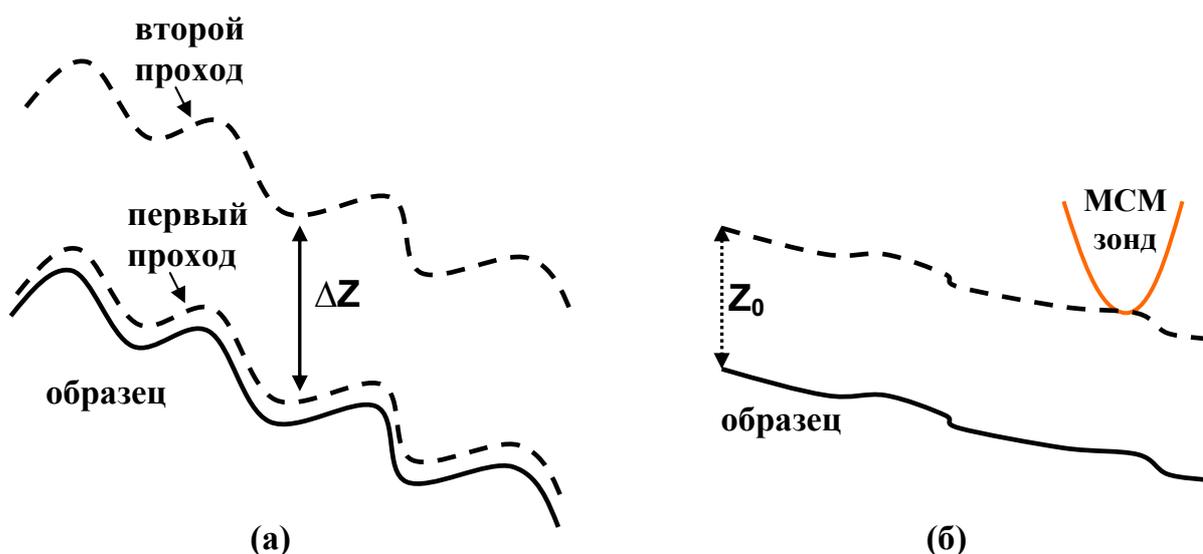


Рис 2.5. Принцип действия двухпроходной tapping/lift МСМ (а) и неконтактной однопроходной с амплитудной обратной связью (б).

Более предпочтительными с этой точки зрения являются неконтактные однопроходные МСМ методы. Суть данных методов заключается сканировании образца на некоторой высоте  $Z_0$  над его поверхностью. Высота прохода МСМ зонда выбирается таким образом, чтобы магнитное взаимодействие МСМ зонда и образца было доминирующим. К недостаткам данных методов следует отнести невозможность получения информации о поверхности образца и как следствие невозможно связать распределение намагниченности на поверхности с особенностями рельефа. Неконтактные МСМ методики можно разделить на два класса по способу удержания зонда на заданной высоте  $Z_0$ . Одна из данных МСМ методик использует ОС (обратная связь) которая поддерживает амплитуду колебаний кантилевера постоянной во время сканирования, тем самым сохраняя фиксированное расстояние МСМ зонд – поверхность образца [117] (Рис. 2.5 (б)). Параметры сканирования выбираются таким образом, чтобы скорость реакции обратной связи была достаточно низкой. Это позволяет лишь отрабатывать плавные изменения

рельефа при сканировании образца (постоянный наклон в кадре и длинноволновые, сравнимые с размером кадра флуктуации рельефа) и не обрабатывать мелкомасштабные особенности рельефа поверхности (Рис. 2.5 (б)).

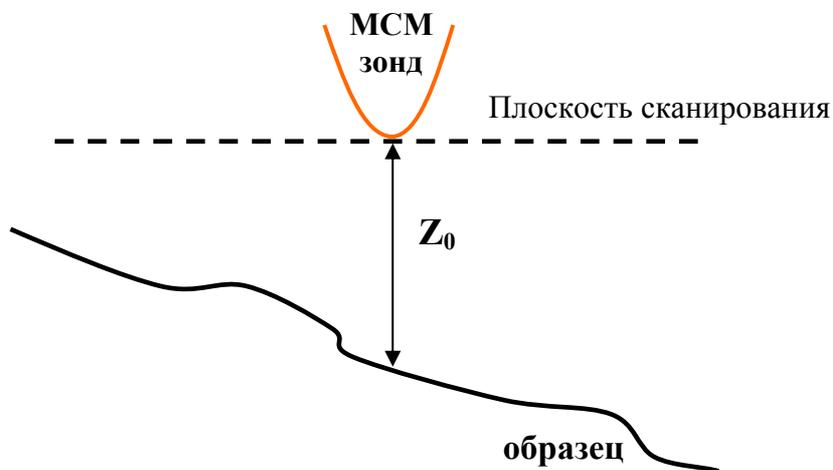


Рис. 2.6. Схема однопроходной МСМ без обратной связи.

Также существуют однопроходные методики, в которых ОС для удержания МСМ зонда над поверхностью образца не используется [68]. Суть данной методики заключается в следующем (рис. 2.6). МСМ зонд устанавливается на заданную позицию  $Z_0$  над поверхностью образца (обычно 50-70 нм) и сканирование образца проводится в плоскости  $Z_0 = \text{const}$  без использования обратной связи. Следует учесть тот факт, что при установке образца в СЗМ держатель имеет место неизбежный наклон исследуемой поверхности относительно плоскости сканирования, так что для успешного применения данного МСМ метода необходима минимизация этого паразитного наклона. В противном случае при сканировании расстояние между зондом и образцом будет изменяться, что, в свою очередь приведет к изменению амплитуды МСМ отклика в зависимости от точки сканирования в МСМ кадре. Кроме того, при больших углах паразитного наклона поверхности образца возможно повреждение зонда при контакте с поверхностью. Данный МСМ метод не использует ОС (тем самым нет шумов ОС) для удержания МСМ зонда вблизи поверхности, что положительно сказывается на качестве получаемых изображений.

Все АСМ и МСМ эксперименты, описанные в данной работе, проведены на сканирующих зондовых микроскопах серии Solver (“Solver P7LS”, “Solver-PRO”, “Solver P47”, “Solver HV”, производство NT-MDT, Зеленоград, Россия). В АСМ и

МСМ экспериментах использовались стандартные коммерчески доступные зонды, изготовленные фирмами NT-MDT (Зеленоград, Россия) и MicroMasch (Таллинн, Эстония). Кроме того, часть экспериментов была проведена с помощью магнитных зондов, изготовленных в ИФМ РАН. Непосредственно перед проведением МСМ измерений кантилеверы намагничивались в поле 15 кГс вдоль оси иглы.

Для интерпретации результатов МСМ исследований распределения намагниченности в субмикронных ферромагнитных частицах и эффектов взаимодействия МСМ зонда и частиц широко применялось микромагнитное моделирование, которое проводилось при помощи специально разработанного группой математического моделирования ИФМ РАН программного пакета.

Моделирование остаточных состояний намагниченности и индуцированных процессов перемагничивания ферромагнитных частиц проводилось на базе численного решения системы уравнений Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ):

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} [\vec{M} \vec{H}_{eff}] - \frac{\alpha\gamma}{(1+\alpha^2)M_s} [\vec{M} [\vec{M} \vec{H}_{eff}]], \quad (2.5)$$

где  $\gamma$  гиромагнитное соотношение,  $\alpha$  параметр, характеризующий затухание прецессионного движения магнитных моментов,  $M_s$  магнитный момент в насыщении. Эффективное поле представляет собой производную от полной энергии частицы

$\vec{H}_{eff} = -\frac{\delta E}{\delta \vec{M}}$ , которая, в свою очередь представляет собой сумму:

$$E = E_{ex} + E_m + E_h \quad (2.6)$$

Первый член в данном выражении  $E_{ex}$  это энергия обменного взаимодействия, второй член  $E_m$  представляет диполь-дипольное взаимодействие между локальными диполями ферромагнитной частицы, которое приводит к размагничивающему эффекту [122]. Член  $E_h$  является энергией взаимодействия частицы с неоднородным магнитным полем МСМ зонда  $\vec{H}$ . Для упрощения вычислений МСМ зонд представлялся в виде однородно намагниченного шара [123] с эффективным магнитным моментом  $m_{eff} = M_s V_{eff}$  ( $M_s$  остаточная намагниченность магнитного материала зонда,  $V_{eff}$  – эффективный объем слоя магнитного материала на МСМ зонде). Значение  $V_{eff}$  выбиралось в диапазоне  $1 - 100 \times 10^3 \text{ нм}^3$ , что приблизительно соответствует реальному объему магнитного материала на кончике МСМ зонда.

Методом микромагнитного моделирования исследовались особенности МСМ индуцированного перемагничивания ферромагнитных субмикронных частиц во время процесса сканирования. Для этого траектория движения МСМ зонда над частицей разбивалась на конечное число шагов. На каждом этапе (т.е. для каждого положения зонда) находилось стационарное решение уравнения Ландау-Лившица-Гильберта для частицы в неоднородном поле зонда. Далее зонд перемещался на следующую позицию, и посредством решения уравнения ЛЛГ вновь находилось распределение намагниченности в частице, причем распределение намагниченности, найденное на предыдущем шаге, использовалось как начальное состояние для численного решения уравнения ЛЛГ на следующем шаге. Подобное численное моделирование требует значительного времени и компьютерных ресурсов. Поскольку толщина исследуемых ферромагнитных частиц существенно меньше их латеральных размеров, то было сделано допущение, что намагниченность частицы не зависит от вертикальной  $Z$  координаты и зависит только от латеральных  $X, Y$  координат. В результате такого допущения задача была сведена от трехмерной к двумерной. При моделировании частица разбивалась на одинаковые прямоугольные параллелепипеды, каждый из которых намагничен однородно в плоскости частицы. Основание каждого параллелепипеда представляло собой квадрат со стороной  $a$ , высота параллелепипеда  $h$  совпадала с толщиной частицы. Размер основания  $a$  выбирался из следующих соображений. С одной стороны значение  $a$  должно быть меньше характерной обменной длины  $\sqrt{J/M_s^2}$  (где  $J$  обменная константа) для того чтобы корректно описывать неоднородные распределения намагниченности. С другой стороны выбор очень маленького значения  $a$  ведет к существенному увеличению времени численного моделирования. В наших расчетах размер основания  $a$  выбирался порядка 20 нм. Все вычисления были проведены для частиц из кобальта ( $J = 10^{-6}$  эрг/см,  $M_s = 1400$  Гс).

### Глава 3. Исследования наномасштабных шероховатостей поверхности подложек методом сканирующей зондовой микроскопии

Шероховатость поверхности исходной подложки является одним из основных факторов, влияющих на качество интерфейсов многослойных зеркал рентгеновского диапазона длин волн, и, в конечном итоге, на их отражательные характеристики [124]. При оценке влияния шероховатости на параметры многослойных структур обычно полагают наличие корреляции шероховатостей на разных границах и одинаковые среднеквадратичные высоты для всех интерфейсов. Влияние шероховатости на коэффициент отражения рентгеновского зеркала описывается формулой [125]:

$$R_r = R_{id} \exp(-4\pi^2 m^2 \sigma^2 / d^2)$$

где  $R_r$  и  $R_{id}$  соответственно коэффициенты отражения реального и идеального зеркал ( $R_{id}$  рассчитывается по формулам Френеля [127]),  $d$  - период многослойной структуры,  $m$  - порядок дифракции,  $\sigma$  - шероховатость. Шероховатость  $\sigma$  определяется суммарным вкладом от: (1) неоднородности переходных слоев, обусловленных процессами интердиффузии и перемешивания на границах пар материалов, (2) микронеровностей, формирующихся на границе пар материалов при изготовлении рентгеновского зеркала. Характер и величина этих микронеровностей определяется многими факторами, в частности, режимами напыления зеркала и шероховатостью исходной подложки [124]. Как видно из приведенной формулы уменьшение коэффициента отражения определяется отношением среднеквадратичной шероховатости к периоду многослойной структуры. Поэтому особенно важно использовать подложки с предельно низкими параметрами шероховатости для создания многослойных короткопериодных зеркал.

Другая проблема возникает при создании проекционных литографических установок, содержащих несколько многослойных рентгеновских зеркал. Величина потерь интенсивности пучка в таких системах зависит от количества зеркал и от отражательных характеристик каждого из них, что также накладывает крайне жесткие требования на шероховатость поверхности подложек и шероховатость интерфейсов каждого из зеркал, входящих в систему.

Традиционно для анализа шероховатостей поверхности подложек применяют методы рентгеновской рефлектометрии (РР) и сканирующей зондовой микроскопии

(СЗМ). Методы РР позволяют получать угловую зависимость коэффициента отражения рентгеновского отражения от исследуемой подложки и тем самым прогнозировать качество будущего рентгеновского зеркала. Методы АСМ позволяют получать информацию непосредственно о рельефе поверхности и рассчитывать все необходимые статистические характеристики поверхности. Кроме того, АСМ позволяет исследовать особенности рельефа поверхности существенно неплоских образцов, что невозможно при помощи РР методов. Возможность АСМ исследования рельефа поверхности с достаточно большим радиусом кривизны крайне актуальна при контроле шероховатости подложек, применяемых для изготовления рентгеновских зеркал сферической и асферической формы.

В данной главе диссертационной работы приводятся результаты исследований шероховатости поверхности подложек из кремния и кварца методом атомно-силовой микроскопии (АСМ). Часть главы посвящена сравнению АСМ методов определения шероховатости с методами рентгеновской рефлектометрии (РР). Также предложен и реализован сравнительно простой способ изготовления высококачественных подложек методом репликации сверхгладких пластин из кремния и зеродура при помощи тонких слоев полимерных материалов на стеклянные пластины.

### **3.1. Особенности применения атомно-силовой микроскопии для анализа рельефа поверхности подложек, сравнение с рентгеновскими методами**

Для исследования микрошероховатостей поверхности подложек, применяемых для изготовления рентгеновских зеркал, обычно используются методы рентгеновской рефлектометрии и атомно-силовой микроскопии. В основе исследований шероховатостей методами РР лежит тот факт, что коротковолновое рентгеновское излучение эффективно рассеивается в основном мелкомасштабными неровностями рельефа поверхности. Метод РР позволяет получать угловую зависимость коэффициента отражения рентгеновского излучения от исследуемой поверхности и определить ее шероховатость. Отметим, что для анализа и интерпретации данных, полученных при помощи рентгеновских измерений необходимо привлечение модельных представлений об отражении рентгеновского излучения от шероховатой

поверхности. Причем, в ряде случаев рассчитанный из РР данных параметр шероховатости будет зависеть от типа выбранной модели отражения.

С помощью атомно-силовой микроскопии возможно исследование особенностей рельефа поверхности образца с разрешением, достигающим атомарного уровня. Диапазон значений шероховатости, измеряемый АСМ, с одной стороны ограничен минимальным шагом сканирования и размером зонда, с другой стороны максимальным полем обзора сканера. При минимальном шаге сканирования  $\sim 0.01$  нм и максимальном поле обзора сканера  $\sim 50$  мкм можно получить полную информацию о характеристиках шероховатостей в диапазоне, определяющем рассеяние рентгеновского излучения от исследуемой поверхности. В АСМ измерениях рельеф поверхности образца регистрируется в виде двумерной функции  $Z=f(x,y)$ , что позволяет непосредственно рассчитать все статистические характеристики неровностей поверхности.

В силу различной природы взаимодействия рентгеновского излучения и АСМ зонда с поверхностью, методы РР и АСМ дают различную информацию об ансамбле шероховатостей и, следовательно, возникает проблема адекватного сравнения статистических параметров поверхности, полученных из АСМ измерений, с теми же характеристиками поверхности, определенными по результатам рентгеновских измерений. При этом результаты РР и АСМ измерений существенно зависят от степени развитости рельефа поверхности и типа шероховатостей. В настоящее время установлено, что для сверхгладких поверхностей (с неровностями на уровне единиц ангстрем) методы РР и АСМ дают хорошо совпадающие результаты измерений параметров шероховатостей [26, 126]. В случае же поверхностей с сильно развитым рельефом, имеющих существенно негауссово распределение по высотам, наблюдается резкое несоответствие между оценками параметров шероховатостей по данным АСМ и РР измерений [27, 28]. Для согласования результатов АСМ и РР измерений в наших работах [28, 29] была предложена методика расчета угловой зависимости интенсивности зеркальной компоненты рассеянного рентгеновского излучения непосредственно по АСМ профилям поверхности, позволяющая определять эффективные параметры шероховатости, характеризующие рассеяние рентгеновского излучения. В данной части главы приводятся результаты систематических сравнительных исследований шероховатости поверхности серии

подложек из плавленного кварца методами атомно-силовой микроскопии и рентгеновской рефлектометрии.

Расчет среднеквадратичной шероховатости по АСМ данным проводился следующим образом. Как уже упоминалось, рельеф поверхности в АСМ регистрируется в виде дискретной функции  $Z = f(x, y)$ , определенной на двумерном массиве дискретных переменных  $x, y$ . При этом величина среднеквадратичного отклонения высот рельефа поверхности может быть рассчитана следующим образом:

$$\sigma_{AFM} = \sqrt{\frac{1}{N^2} \sum_{i,j} [Z_{ij} - \bar{Z}]^2}. \quad (3.1)$$

В данном выражении  $Z_{ij} = Z(x_i, y_j)$  - значение высоты рельефа в точке поверхности с координатами  $(x_i, y_j)$ , измеренное с помощью АСМ,  $\bar{Z}$  - средняя высота в кадре, размер кадра –  $N \times N$  точек.

Теоретические основы рассеяния рентгеновского излучения на шероховатых поверхностях рассмотрены, например, в работах [23, 24, 25]. Одним из наиболее распространенных РР методов исследования шероховатостей является метод малоуглового отражения. В эксперименте регистрируется угловая зависимость зеркальной компоненты отраженного излучения. Влияние шероховатостей поверхности учитывается в выражении для коэффициента отражения посредством экспоненциального фактора Дебая-Валлера или Нево-Кросе [24, 25]. В модели Дебая-Валлера коэффициент отражения можно представить в виде:

$$R(q) = R_0(q) \exp(-\sigma_{XR}^2 q^2), \quad (3.2)$$

где  $R_0(q)$  - коэффициент отражения от идеально гладкой поверхности, рассчитываемый по формулам Френеля [127],  $q = 4p\lambda^{-1} \sin(\alpha)$  - нормальная к поверхности компонента вектора рассеяния,  $\alpha$  - угол скольжения,  $\sigma_{XR}$  - параметр, характеризующий шероховатость поверхности. Это позволяет оценивать шероховатость поверхности  $\sigma_{XR}$  по угловой зависимости коэффициента отражения в области углов больше критического [20, 21, 22].

В модели Дебая-Валлера предполагается, что рельеф поверхности имеет гауссово распределение по высотам. Однако реальные поверхности могут существенно отличаться от гауссовых, что приводит к неправильной оценке дисперсии шероховатостей по угловым зависимостям  $R(q)$  с использованием фактора

Дебая-Валлера. Распространенным типом негауссовых поверхностей являются поверхности со случайными вкраплениями в виде бугорков, имеющих достаточно большие размеры и значительную поверхностную плотность [27,28]. Вклад ансамбля таких бугорков в величину среднеквадратичного отклонения высот рельефа поверхности и в рассеяние рентгеновского излучения можно оценить, используя следующую простую модель, предложенную в нашей работе [28]. Представим рельеф поверхности в виде суммы двух некоррелированных функций:

$$Z = f_{GP}(x, y) = f_G(x, y) + f_P(x, y), \quad (3.3)$$

где  $f_G(x, y)$  - поверхность, имеющая гауссово распределение по высотам, а  $f_P(x, y)$  - функция, описывающая ансамбль бугорков, которую для определенности выберем в виде случайной пуассоновской функции:

$$f_P(x, y) = \sum_m \varphi_m(x - x_m, y - y_m),$$

где  $\varphi_m(x, y)$  - функция, описывающая форму бугорков. Через  $x_m, y_m$  обозначены координаты центра бугорков. Возьмем, для простоты, функцию  $\varphi_m(x, y)$  одинаковой для всех бугорков в виде параллелепипеда высотой  $A$  и с площадью основания  $S_0$ . Тогда выражение для дисперсии шероховатости такой поверхности при условии  $\langle f_G f_P \rangle = 0$  запишется в следующем виде:

$$\sigma_{GP}^2 = \langle f_{GP}^2 \rangle - \langle f_{GP} \rangle^2 = \sigma_G^2 + A^2(p - p^2), \quad (3.4)$$

здесь  $\sigma_G^2$  - дисперсия шероховатостей Гауссовой поверхности,  $p$  - коэффициент заполнения поверхности случайными бугорками, равный отношению суммарной площади бугорков к общей площади поверхности образца. Скобками  $\langle \rangle$  обозначена операция усреднения. Видно, что с ростом амплитуды случайных бугорков дисперсия шероховатости модельной поверхности растет как  $A^2$ . Иная ситуация имеет место при рассеянии рентгеновского излучения. В Борновском приближении угловая зависимость коэффициента отражения для зеркальной компоненты излучения может быть представлена в виде [23,24]:

$$R(q) = R_0(q)\psi(q), \quad (3.5)$$

где  $R_0(q)$  - коэффициент отражения от идеально гладкой поверхности, рассчитываемый по формулам Френеля,  $\psi(q)$  - функция, учитывающая рассеяние

излучения на шероховатой поверхности. Для рентгеновского диапазона длин волн в приближении однократного рассеяния эту функцию можно записать в виде [24]:

$$\psi(q) = \left| \frac{1}{S} \int \exp[iqf(x, y)] dx dy \right|^2. \quad (3.6)$$

Для поверхностей, имеющих гауссово распределение по высотам, фактор рассеяния (3.6) равен:

$$w(q) = \exp(-q^2 \sigma_G^2), \quad (3.7)$$

что совпадает с фактором Дебая-Валлера (3.2). В случае поверхности со случайными бугорками (3.3) фактор рассеяния (3.6) в приближении малых коэффициентов заполнения  $p$  имеет вид:

$$\psi(q) = \exp \left\{ -q^2 \sigma_G^2 - 4p \text{Sin}^2 \left( \frac{qA}{2} \right) \right\},$$

так что по аналогии с фактором Дебая-Валлера эффективная дисперсия шероховатостей в этом случае может быть записана в виде:

$$\sigma_{eff}^2 = \sigma_G^2 + \frac{4p}{q^2} \text{Sin}^2 \left( \frac{qA}{2} \right). \quad (3.8)$$

Таким образом, из сравнения выражений (3.4) и (3.8) видно, что ансамбль бугорков вносит различный вклад в величину дисперсии  $\sigma_{GP}$  и в величину характеризующую рассеяние рентгеновского излучения  $\sigma_{eff}$ . В предельном случае малых амплитуд  $A$  и малых чисел заполнения  $p$  выражения (3.4) и (3.8) совпадают. С ростом же амплитуды бугорков  $A$  эти величины ведут себя по-разному, так что для сильно развитого рельефа, существенно отличающегося от гауссового, оценки величин  $\sigma_{GP}$  и  $\sigma_{eff}$  дают существенно отличающиеся результаты.

В нашей работе [29] была предложена методика расчета параметра эффективной шероховатости  $\sigma_{eff}$ , характеризующего рассеяние рентгеновского излучения, непосредственно по АСМ профилям поверхности. Суть данной методики заключается в том, что фактор рассеяния (3.6) может быть вычислен посредством численного интегрирования экспоненты с функцией  $Z = f(x, y)$ , полученной в АСМ измерениях. Это позволяет рассчитать угловую зависимость интенсивности зеркальной компоненты рассеянного излучения и оценить параметр  $\sigma_{eff}$  для

реального рельефа поверхности образца без каких-либо предположений о свойствах ансамбля шероховатостей.

В экспериментах исследовались подложки из плавленного кварца, имеющие различные типы шероховатости поверхности. Параметр  $\sigma_{XR}$ , характеризующий шероховатость поверхности в рентгеновском диапазоне длин волн, определялся по угловым зависимостям коэффициента отражения зеркальной компоненты рентгеновского излучения. Измерения проводились на рентгеновском дифрактометре «Дрон-3М» в диапазоне жесткого рентгеновского излучения  $\text{Cu-K}_\alpha$  ( $\lambda = 0.154$  нм) при углах скольжения близких к  $0^\circ$ . Характерная угловая зависимость коэффициента отражения и результаты ее аппроксимации с помощью фактора Дебая-Валлера (3.2) представлены на рисунке 3.1.

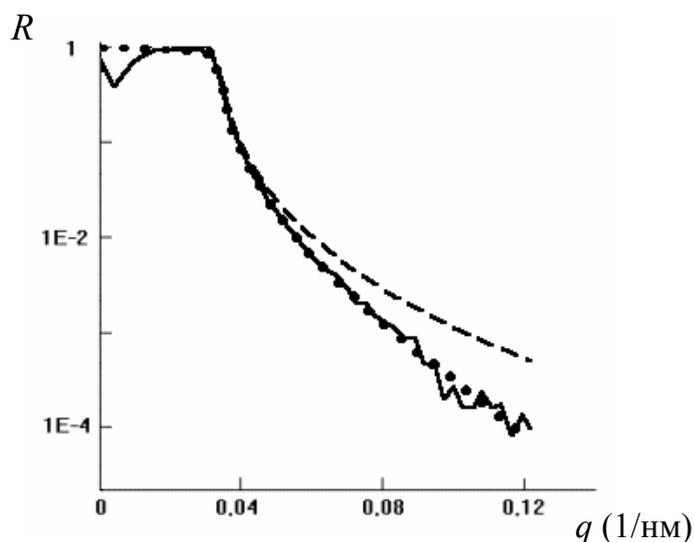


Рис. 3.1. Угловая зависимость коэффициента отражения рентгеновского излучения для одной из кварцевых подложек. Экспериментальная кривая показана сплошной линией. Пунктирной линией показана зависимость  $R_0(q)$ , рассчитанная по формулам Френеля. Кружками показана теоретическая зависимость  $R(q)$ , полученная с учетом фактора Дебая-Валлера (3.2). (Провал на экспериментальной зависимости в области малых значений  $q$  обусловлен особенностями методики эксперимента).

АСМ исследования рельефа поверхности подложек проводились с помощью атомно-силовых микроскопов “Solver-PRO” и “Smena”. Максимальное поле обзора составляло  $50 \times 50$  мкм, кадр представлял собой массив данных размерностью  $256 \times 256$  элементов. При АСМ исследованиях шероховатости подложек снималась серия

кадров с одинаковыми размерами с различных участков поверхности. По каждому кадру рассчитывались параметры среднеквадратичного отклонения высот рельефа  $\sigma_{AFM}$ . Итоговая шероховатость поверхности на данном масштабе оценивалась как величина  $\sigma_{AFM}$ , усредненная по набору АСМ кадров одинакового размера. Характерное АСМ изображение участка поверхности кварцевой подложки с негауссовым распределением по высотам приведено на рисунке 3.2 (а).

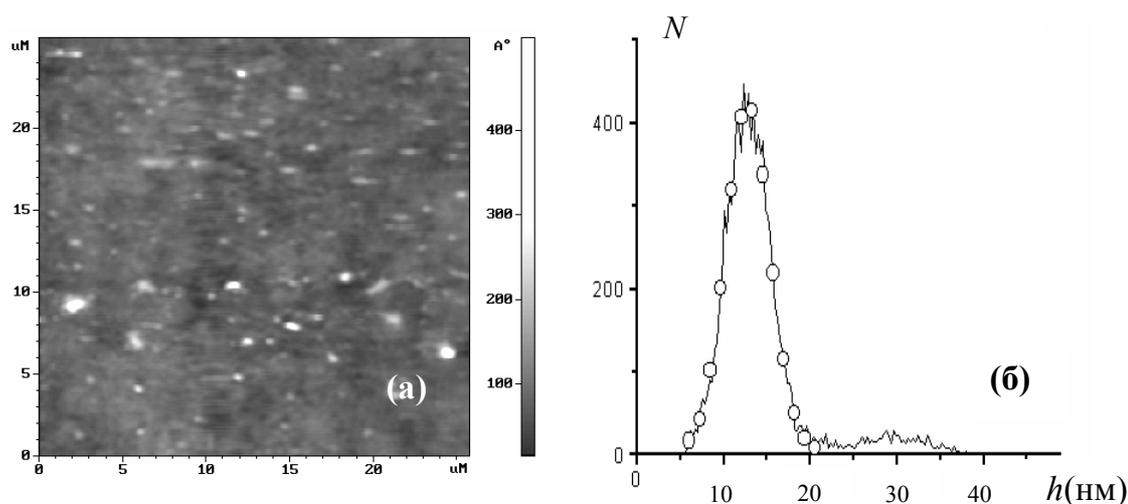


Рис. 3.2. (а) - Характерное АСМ изображение рельефа поверхности стеклянной пластины с негауссовым распределением по высотам. (б) – Гистограмма распределения по высотам соответствующая представленному АСМ изображению (сплошная линия). Кружками показаны значения функции Гаусса, аппроксимирующей распределение по высотам в области основного максимума, связанного с мелкомасштабными шероховатостями.

На рисунке отчетливо видны крупномасштабные неровности в виде случайных бугорков. Функция распределения по высотам у такой поверхности (рис. 3.2 (б)) отличается от гауссовой наличием негауссового "хвоста" в диапазоне высот 20-40 нм.

Проведенные исследования показали, что значение параметра  $\sigma_{AFM}$ , получаемого из АСМ измерений, существенным образом зависит от размеров АСМ кадра. Данная зависимость обусловлена увеличением полосы пространственных частот рельефа поверхности, регистрируемых атомно-силовым микроскопом, с увеличением размера области сканирования [8]. На рис. 3.3 приведены типичные зависимости параметра

$\sigma_{AFM}$  от размера кадра и типичные гистограммы распределения по высотам для кварцевых пластин с поверхностью негауссова (а, в) и гауссова (б, г) типов.

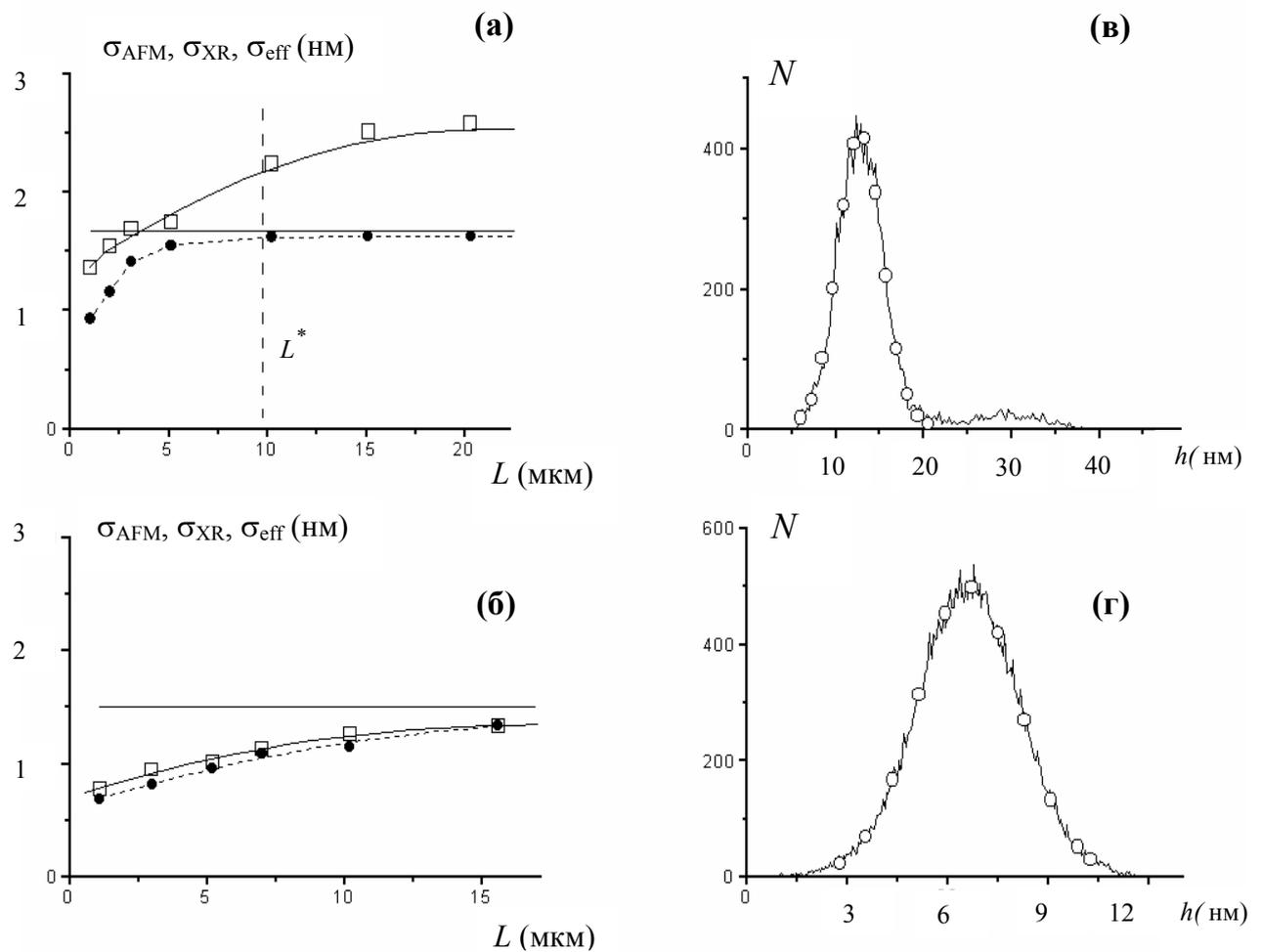


Рис. 3.3. (а), (б) - Зависимости параметров  $\sigma_{AFM}$ ,  $\sigma_{XR}$ ,  $\sigma_{eff}$  от размера кадра для поверхностей с негауссовым (а) и гауссовым (б) распределением по высотам. Значение  $\sigma_{XR}$  показано линией параллельной оси абсцисс. Зависимости  $\sigma_{AFM}$  и  $\sigma_{eff}$  от размера АСМ кадра показаны соответственно квадратами и закрашенными черными кружками. (в), (г) - Гистограммы распределения по высотам для негауссовой и гауссовой поверхностей соответственно. Кружками показаны значения функций Гаусса, аппроксимирующих распределение по высотам.

Отметим, что для негауссовых поверхностей на больших масштабах наблюдается существенное расхождение между параметрами  $\sigma_{AFM}$  и  $\sigma_{XR}$ .

Для всех подложек по АСМ данным были проведены расчеты угловых зависимостей фактора рассеяния рентгеновского излучения (3.6) в интервале углов скольжения близких к  $0^\circ$ . На основании данных расчетов были получены оценки величин  $\sigma_{eff}$  на разных пространственных масштабах. Следует отметить, что для поверхностей, сильно отличающихся от гауссовых, определение параметра эффективной шероховатости до некоторой степени условно. В этом случае величина

$$\sigma_{eff} = \sqrt{-\frac{I}{q^2} \ln \psi(q)} \quad (3.9)$$

является функцией угла падения и можно говорить лишь о некотором среднем значении  $\sigma_{eff}$  на некотором интервале углов. Характерная угловая зависимость величины  $\sigma_{eff}$  от параметра  $q$  рассчитанная по АСМ рельефу поверхности одной из подложек приведена на рисунке 3.4.

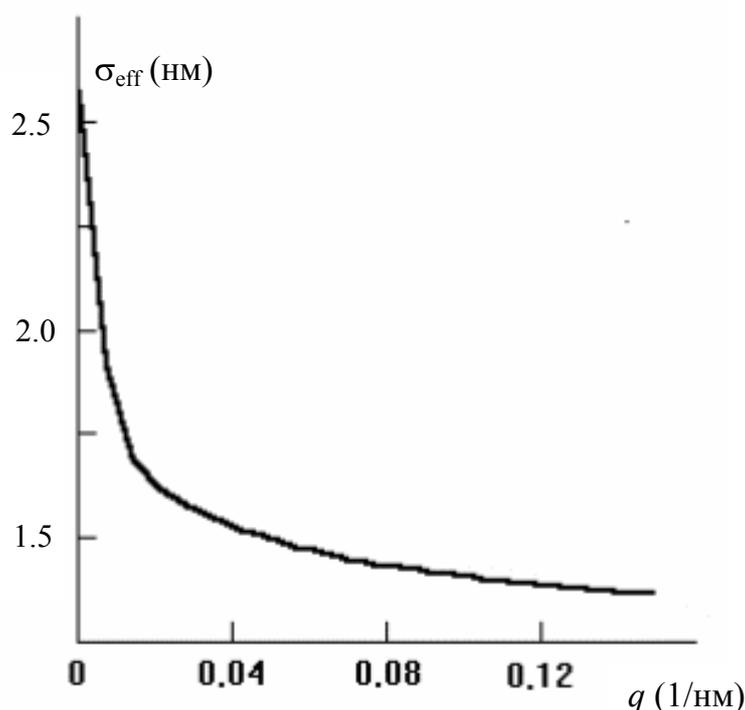


Рис. 3.4. Угловая зависимость параметра эффективной шероховатости рассчитанная непосредственно по АСМ рельефу поверхности одной из подложек. Значение  $\sigma_{eff}$  при  $q=0$  совпадает с величиной среднеквадратичного отклонения высот рельефа, рассчитываемого по АСМ профилю поверхности.

Из рисунка 3.4 видно, что зависимость  $\sigma_{eff}(q)$  имеет две характерные области изменения: резко падает в области углов меньших критического и слабо меняется в области углов больше критического. Для оценки шероховатостей нами использовались величины  $\sigma_{eff}$ , усредненные по области углов больше критического, где зависимость  $\sigma_{eff}$  от угла слабая. Как показали расчеты, для усредненных величин  $\sigma_{eff}$  также наблюдается масштабная зависимость от размера АСМ кадра (рис. 3.3(б)). Однако, как видно из приведенных зависимостей, для негауссовых поверхностей значения  $\sigma_{eff}$  значительно меньше параметра  $\sigma_{AFM}$  и с ростом размера кадра величина  $\sigma_{eff}$  стремится к величине  $\sigma_{XR}$ , получаемой в РР измерениях. Таким образом, для получения адекватной оценки величины  $\sigma_{eff}$  по данным АСМ необходимо использовать АСМ изображения с размером кадра  $L > L^*$  (рис. 3.3(а)), превышающим период основных пространственных гармоник рельефа поверхности. Отметим, что в

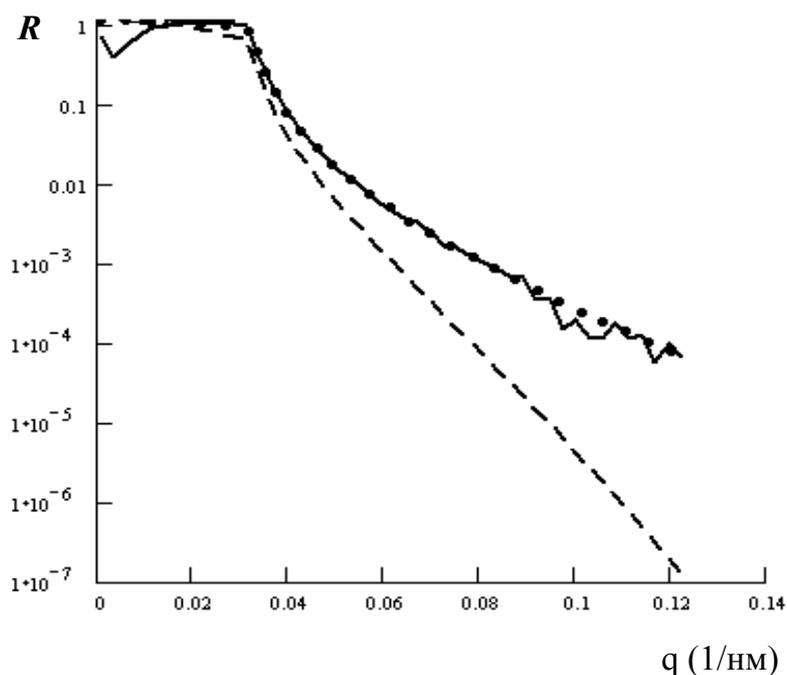


Рис. 3.5. Угловая зависимость коэффициента отражения рентгеновского излучения от поверхности кварцевой подложки с негауссовым распределением по высотам. Экспериментальная зависимость, показана сплошной линией. Зависимость  $R(q)$ , рассчитанная на основании фактора рассеяния  $\psi(q)$  непосредственно по АСМ изображению участка поверхности показана кружками. Расчеты проводились по АСМ кадру размерами  $40 \times 40$  мкм. Для сравнения пунктиром показана зависимость  $R(q)$ , рассчитанная по зависимости Дебая-Валлера с параметром  $\sigma_{AFM}$ , рассчитанным из АСМ рельефа того же участка поверхности.

общем случае величина  $L^*$  неизвестна и может быть определена только из данных АСМ экспериментов. По идее, величина  $L^*$  может превышать поле АСМ обзора, но как показали наши исследования, для высокополированных пластин, применяемых в качестве подложек для рентгеновских зеркал, значение  $L^*$  находится в пределах 20-30 мкм, что позволяет адекватно рассчитать значение  $\sigma_{eff}$ .

На рисунке 3.5 приведены результаты расчета по формуле (3.6) угловой зависимости коэффициента отражения для негауссовой поверхности по ее АСМ изображению с размером кадра  $L > L^*$ . Как видно из рисунка, угловая зависимость, рассчитанная непосредственно по АСМ рельефу поверхности, хорошо согласуется с экспериментальной кривой, полученной в рентгеновских измерениях.

В заключение, обнаружено, что для поверхностей образцов с негауссовым распределением по высотам обнаружено существенное расхождение в оценке среднеквадратичной шероховатости, полученной из угловых зависимостей коэффициента отражения зеркальной компоненты рассеянного рентгеновского излучения, и из расчетов по АСМ профилям поверхности. Показано, что метод АСМ дает более адекватную информацию о шероховатости поверхности по сравнению с методами рентгеновской рефлектометрии. В случае негауссовых поверхностей величина  $\sigma_{XR}$ , определяемая по данным РР, не является характеристикой величины среднеквадратичного отклонения микрорельефа поверхности. По данным АСМ измерений могут быть рассчитаны масштабные зависимости эффективной шероховатости  $\sigma_{eff}$ , определяющей рассеяние рентгеновского излучения. Показано, что средние значения эффективной шероховатости и угловая зависимость коэффициента отражения в рентгеновском диапазоне длин волн, рассчитанные непосредственно по АСМ профилям поверхности кварцевых подложек, хорошо согласуются с результатами рентгеновских измерений.

### **3.2. Исследование возможности сглаживания шероховатостей поверхности методом репликации при помощи тонких слоев полимерных материалов**

В настоящее время полимерные материалы широко применяются в репликационных технологиях [128, 129]. Такие репликационные методы, как casting (литье), hot embossing (горячая штамповка), injection molding (инжекционное прессование) успешно используются для репликации поверхностных структур с элементами вплоть до нанометрового масштаба [130, 131]. В связи с этим представляется весьма перспективным возможное применение таких репликационных технологий для изготовления относительно дешевых подложек для элементов многослойной рентгеновской оптики. В ИФМ РАН был предложен метод полимерной репликации высокополированных эталонных пластин со среднеквадратичной шероховатостью 0.2-0.4 нм с помощью тонких слоев полимерных материалов нанесенных на достаточно грубые (среднеквадратичная шероховатость порядка 1 нм) стеклянные пластины. Ниже приведены результаты АСМ исследований таких сверхгладких комбинированных подложек полимер-стекло.

В экспериментах в качестве модельных подложек использовались стеклянные пластины, имеющие различную величину шероховатости поверхности. Сглаживание шероховатостей производилось методом репликации сверхгладких эталонных поверхностей полированных пластин из кремния и зеродура (специальный композитный материал с минимальным коэффициентом теплового расширения). В качестве реплицирующих слоев использовались тонкие слои на основе акриловых анаэробных герметиков и фотополимерных композиций (разработка "НИИ полимеров", г. Дзержинск, Россия). На сегодняшний день лучшие результаты были получены при использовании акрилового анаэробного герметика "Анатерм-101". Данный однокомпонентный герметик полимеризуется в ограниченном объеме в отсутствии кислорода.

Полимерные реплики изготавливались следующим образом. Перед нанесением полимера поверхности эталонных и стеклянных пластин подвергались стандартной процедуре очистки в органических растворителях (изопропиловый спирт и толуол). Тонкий слой жидкого преполимера наносился на поверхность стеклянных подложек (рис. 3.6). Затем эталонная пластина и стекло с преполимером соединялись, и после

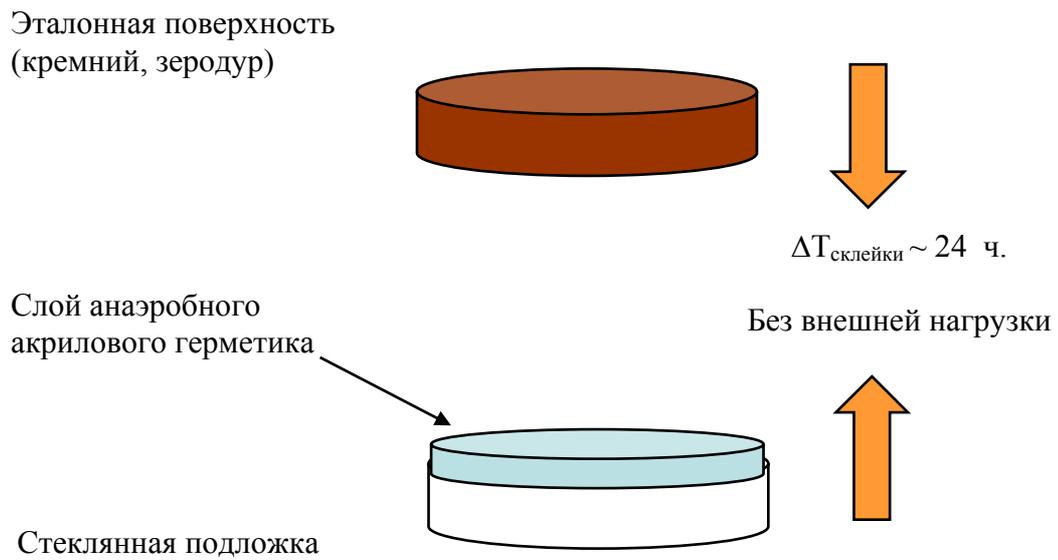


Рис. 3.6. Нанесение жидкого преполимера на поверхность стеклянной подложки.

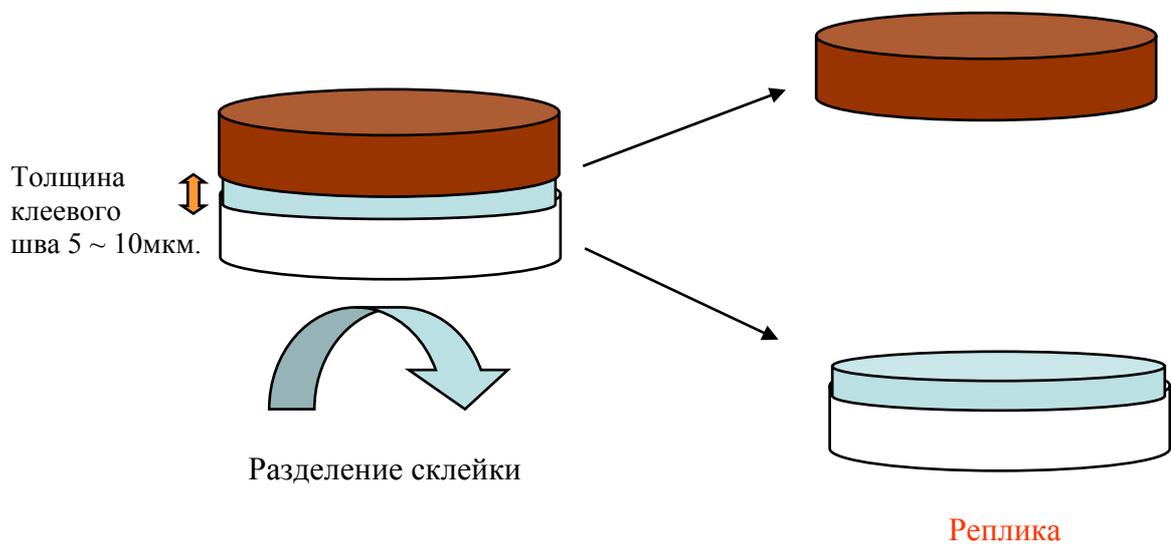


Рис. 3.7. Отделение эталонной пластины от полимерного слоя

полимеризации формировался полимерный слой толщиной порядка 5-10 мкм. Полимеризация проходила в свободном состоянии без внешней нагрузки. Остатки полимера по краям склейки удалялись для предотвращения попадания незаполимеризовавшегося материала на рабочую поверхность реплики при разделении склейки. Минимальная выдержка во время полимеризации составляла 24 часа. Далее структура стеклянная подложка – полимерный слой – эталонная поверхность разделялась по границе эталонная поверхность – полимер посредством нагрева или изгиба (если позволяла толщина) эталонной пластины (рис 3.7). Разделение структуры посредством нагрева обеспечивалось различными коэффициентами температурного расширения в системе, в случае разделения склейки посредством изгиба – различной адгезией эталонной и стеклянных поверхностей к полимерному слою.

Исследования шероховатостей поверхностей эталонных образцов, стеклянных подложек и полимерных реплик проводились с помощью атомно-силовой микроскопии. По каждому полученному АСМ кадру рассчитывалась величина среднеквадратичной шероховатости  $\sigma$  (см. формулу 3.1). Итоговая шероховатость поверхности на данном масштабе оценивалась как величина  $\sigma$ , усредненная по набору АСМ кадров одинакового размера.

Была проведена серия экспериментов по репликации поверхности кремния и зеродура полимерными пленками на стеклянных подложках. На рисунке 3.8 приведены масштабные зависимости среднеквадратичной шероховатости для исходной поверхности кремния и получаемого полимерного слоя на стеклянных пластинах, имеющих относительно высокую (порядка 1.5 нм по данным рентгеновского отражения) шероховатость поверхности. Как показали АСМ измерения, шероховатость поверхности стеклянных пластин изменялась от 0.9 до 1.7 нм при увеличении размера АСМ кадра  $L$  от 1 до 10 мкм. Поверхность полимерной реплики имела шероховатости существенно меньшие по сравнению с поверхностью стекла. Величина  $\sigma$  для полимерного слоя в этом случае составляла порядка 0.2 – 0.5 нм при тех же размерах поля АСМ обзора. Как видно из приведенных зависимостей, при полях обзора от 5 мкм и более различие в шероховатости поверхности полимерной реплики по отношению к исходной

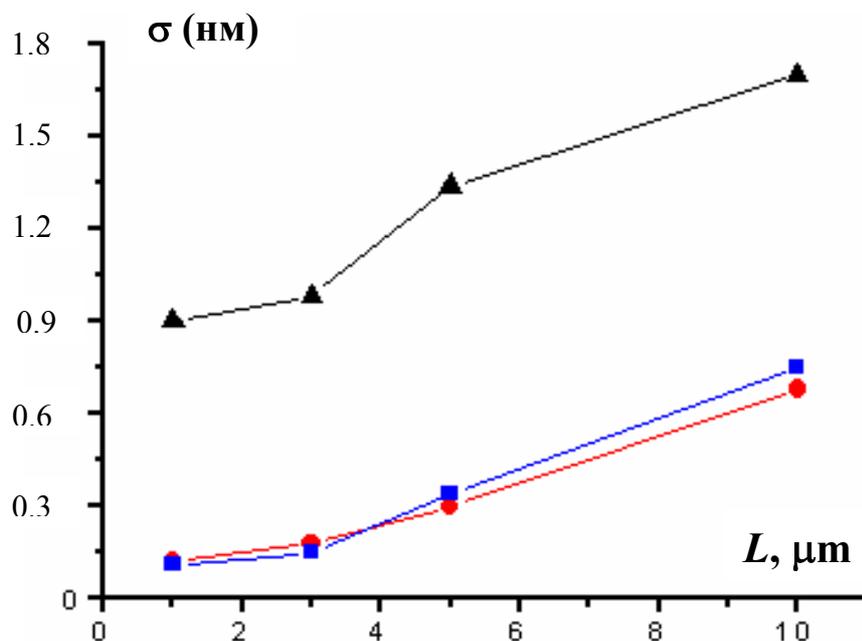


Рис.3.8. Масштабная зависимость среднеквадратичной шероховатости поверхности полимерной реплики с поверхности кремния (обозначены квадратными точками ■) на подложках из стекла. Масштабная зависимость параметра  $\sigma$  эталонной поверхности кремния показана круглыми (●) точками, а исходной поверхности стеклянной подложки треугольными (▲) точками. ( $L$  – размер кадра).

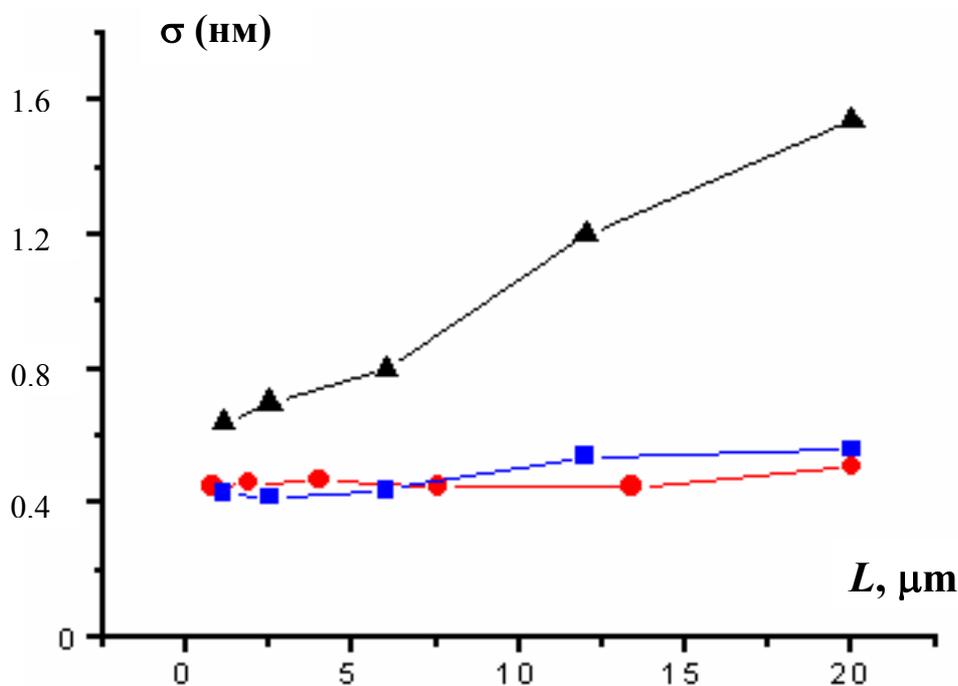


Рис. 3.9. Масштабная зависимость среднеквадратичной шероховатости поверхности полимерной реплики с поверхности зеродура (обозначены квадратными точками ■) на подложках из стекла. Масштабная зависимость параметра  $\sigma$  эталонной поверхности зеродура показана круглыми (●) точками, а исходной поверхности стеклянной подложки треугольными (▲) точками. ( $L$  – размер кадра).

поверхности кремния составляет порядка 0.1 нм, что находится в пределах погрешности.

Были проведены аналогичные эксперименты по репликации поверхности эталонных пластин из зеродура. На рисунке 3.9 приведены масштабные зависимости параметра  $\sigma$  для реплик с поверхности зеродура. В этих экспериментах в качестве основы для полимерных реплик использовались более гладкие стеклянные пластины с относительно небольшими (порядка 0.9 нм по данным рентгеновского отражения) шероховатостями поверхности. АСМ исследования показали, что шероховатость поверхности пластин из зеродура составляла порядка 0.45 нм и практически не зависела от размера области сканирования. Отсутствие масштабной зависимости для данного типа эталонных пластин, по-видимому, обусловлено высоким качеством глубокой финишной полировки поверхности. Поверхность полимерных реплик на стекле, полученных с поверхности зеродура имела величину шероховатости  $\sim 0.4$ -0.55 нм (близкую к значению  $\sigma$  зеродура), которая также не зависела от размера кадра. Отклонения значения  $\sigma$  для полимерных реплик от шероховатости эталонных пластин зеродура находятся в пределах погрешности АСМ измерений.

Для определения разрешающей способности метода репликации были проведены АСМ исследования сопряженных участков поверхности эталонного образца и полимерной реплики. В качестве эталонного образца в данных экспериментах использовалась решетка на поверхности кремния, изготовленная методом фотолитографии. Как показали результаты исследований (рис. 3.10), поверхность полимерной реплики хорошо передает особенности рельефа поверхности эталонного образца на нанометровых масштабах. Минимальные латеральные размеры реплицируемых особенностей с учетом конечных размеров зонда (порядка 20 нм) составляют порядка 30 нм.

Были проведены исследования возможности использования изготовленных полимерных реплик в качестве подложек для рентгеновских зеркал. Для этого в ИФМ РАН методами магнетронного напыления на комбинированных подложках полимер-стекло были изготовлены рентгеновские зеркала на основе Mo-Si на длину волны 13.5 нм [124]. Для сравнения в тех же условиях были изготовлены аналогичные многослойные структуры на эталонных кремниевых

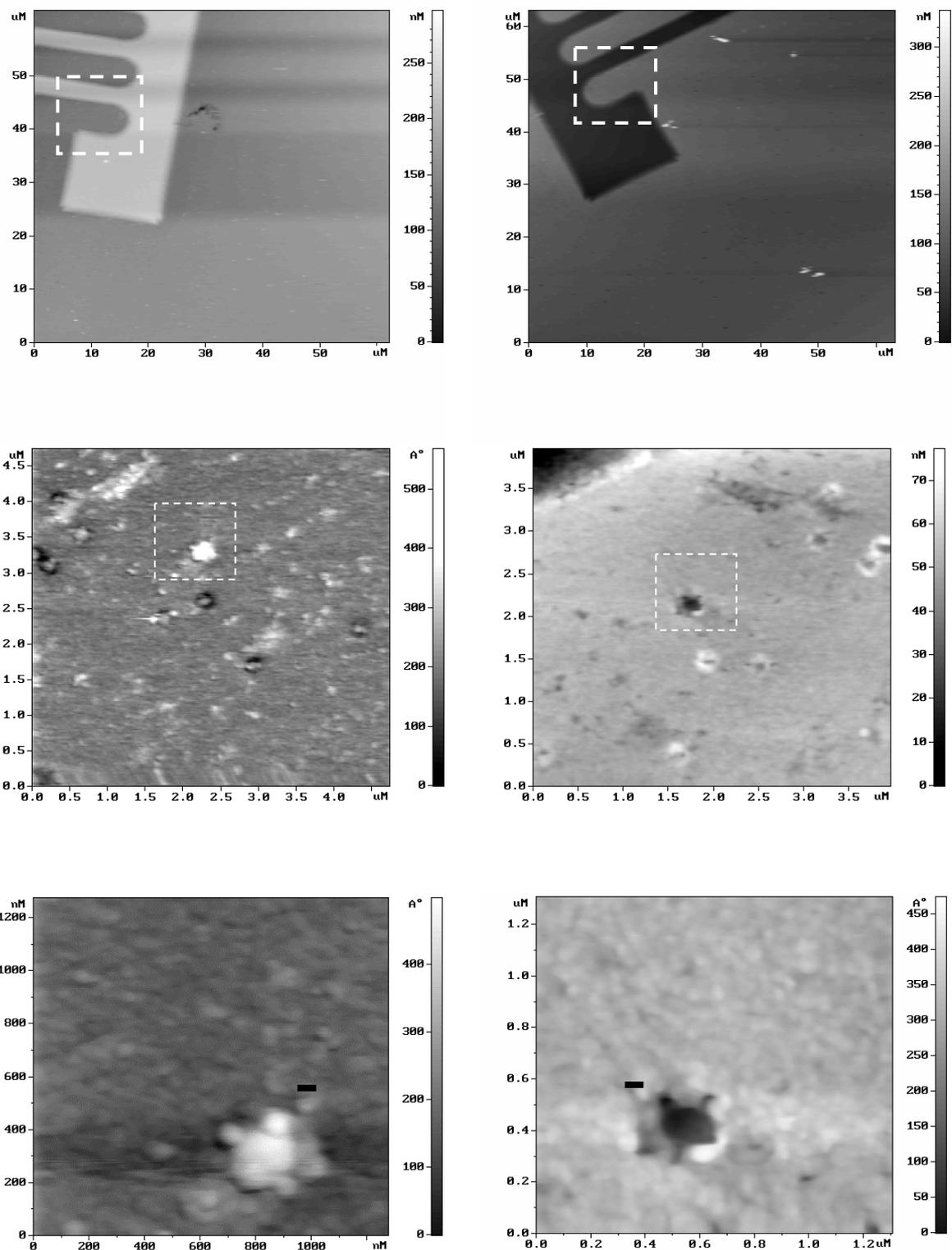


Рис. 3.10. АСМ исследования сопряженных участков поверхности эталонного образца (слева) и поверхности полимерной реплики (справа). В качестве эталонного образца использована решетка на кремнии, изготовленная методами фотолитографии. Черточка на нижних рисунках соответствует размеру 50 нм.

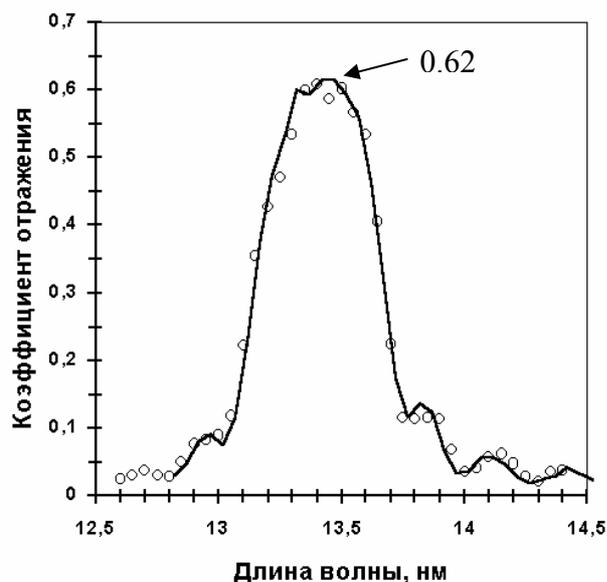


Рис. 3.11. Спектральные зависимости коэффициента отражения рентгеновского зеркала на основе Mo-Si, изготовленных на комбинированных подложках полимер-стекло (показана кружками) и на эталонных Si подложках (показана сплошной линией).

подложках. Угловые и спектральные зависимости полученных рентгеновских зеркал исследовались с помощью рентгеновского рефлектометра, созданного в ИФМ РАН на базе спектрометра - монохроматора РСМ-500 (диапазон длин волн 4–50 нм). На рисунке 3.11 приведены спектральные зависимости коэффициента отражения рентгеновского зеркала на комбинированной подложке полимер-стекло и на эталонной Si подложке. Видно, что полуширина спектральной зависимости и пиковые значения в максимуме для многослойных зеркал на комбинированных подложках практически совпадают с аналогичными характеристиками для структур, изготовленных на кремниевых подложках при одних и тех же условиях в одном цикле. Наблюдаемое небольшое уменьшение коэффициента отражения на 1-2% по сравнению с многослойной структурой на кремнии может объясняться развитием рельефа поверхности полимерного слоя под действием высокоэнергетической части магнетронного пучка при формировании первых слоев рентгеновского зеркала, а также возможным разогревом подложки и частичной пластической релаксацией напряжений в слое полимера в процессе напыления. Таким образом, предложенный и развитый относительно простой метод репликации сверхгладких эталонных пластин пригоден для изготовления высококачественных подложек. Такие комбинированные

подложки могут быть использованы в тестовых экспериментах при отработке режимов напыления многослойных рентгеновских зеркал. Зеркала, изготовленные на комбинированных подложках полимер-стекло, могут быть использованы в различных приложениях рентгеновской оптики.

### **3.3. Сравнительные АСМ исследования подложек, применяемых для изготовления многослойных рентгеновских зеркал**

В данной части главы приведены результаты сравнительных АСМ исследований подложек, применяемых для изготовления многослойных рентгеновских зеркал. Как уже упоминалось выше, для создания эффективных проекционных схем установок рентгеновской литографии необходимы подложки с параметром среднеквадратичной шероховатости, не превышающим 0.2-0.3 нм. С целью определения возможности изготовления таких подложек различным российским технологическим группам были заказаны образцы с предельно гладкими поверхностями. Исследуемые образцы представляли собой пластины различной формы (плоские и сферические) из плавленого кварца, подвергнутые процедурам глубокой полировки. Изготовленные подложки изучались методами зондовой микроскопии и рентгеновской рефлектометрии.

В 2003-2004 году от различных технологических групп, специализирующихся на полировке подложек, были получены тестовые образцы с предельно низкими шероховатостями. Каждый образец подвергался детальным АСМ исследованиям рельефа. С нескольких различных мест на поверхности образца снималась серия АСМ кадров с различными размерами, по каждому кадру рассчитывалось значение среднеквадратичной шероховатости. Сканирование различных мест на поверхности подложки позволяло судить об однородности полировки поверхности образца. Были получены и исследованы образцы сверхгладких кварцевых пластин, изготовленных в Институте лазерной физики (ИЛФ, г. Санкт-Петербург), Физическом институте имени П.Н.Лебедева РАН (ФИАН, г. Москва), Казанском оптико-механическом заводе (г. Казань) и НПО «Композит» (г. Москва). В результате проведенных сравнительных АСМ исследований полученных образцов, были определены текущие

на тот момент возможности каждой технологической группы по изготовлению сверхгладких подложек.

### 3.3.1. Измерения шероховатостей подложек, изготовленных в ИЛФ (С. Петербург)

Были изучены две плоские подложки из плавленого кварца диаметром 100 мм (образец № 1 и № 2). Измерения с помощью АСМ показали, что в зависимости от размера кадра среднеквадратичная шероховатость образца №1 лежит в пределах от 0.21 нм до 0.74 нм (рис. 3.12). Максимальный размер кадра при сканировании равнялся 40 мкм. Приведенные на графике величины среднеквадратичной шероховатости получены путем усреднения по нескольким кадрам одинакового размера в различных местах поверхности подложки. Типичные изображения поверхности также показаны на рисунке 3.12.

Расчет на основе данных атомно-силовой микроскопии показал, что эффективная среднеквадратичная шероховатость поверхности исследуемого образца  $\sigma_1 \approx 0.55$  нм. Рассчитанное по рентгеновским данным значение среднеквадратичной шероховатости

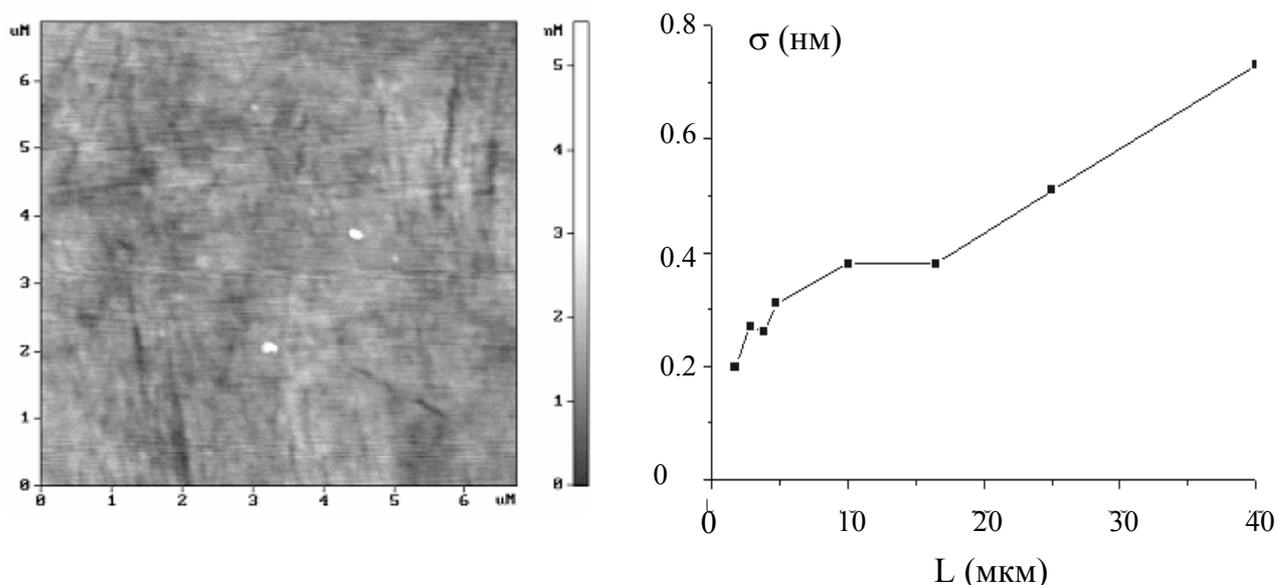


Рис. 3.12. Типичное АСМ изображения поверхности (слева) и зависимость среднеквадратичной шероховатости от размера кадра для подложки №1.

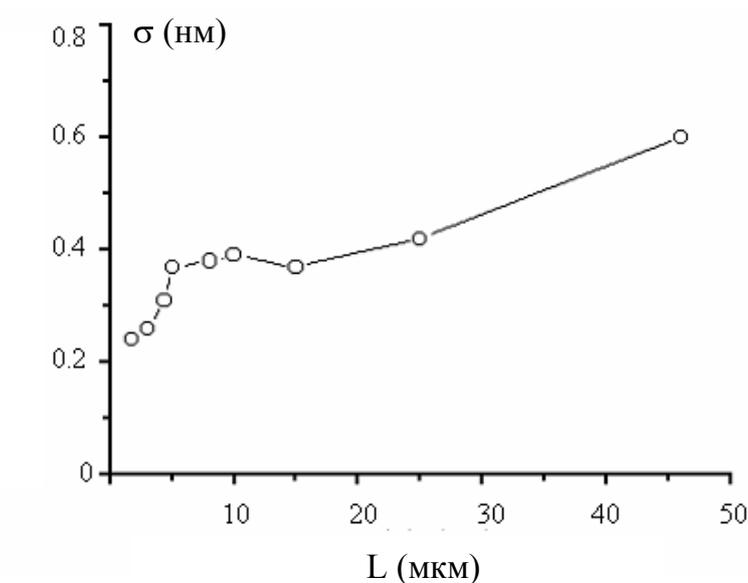


Рис. 3.13. Зависимость среднеквадратичной шероховатости от размера кадра для образца №2.

( $\sigma_{XR} \approx 0.54$  нм) хорошо совпадает со значением эффективной шероховатости.

АСМ измерения второго образца показали, что в зависимости от размера кадра среднеквадратичная шероховатость лежит в пределах от 0.29 нм до 0.60 нм (рис. 3.13). Рассчитанное непосредственно по АСМ данным значение эффективной шероховатости  $\sigma_2 \approx 0.53$  нм хорошо совпадает с данными рентгеновских измерений ( $\sigma_{XR} \approx 0.52$  нм).

### 3.3.2. Исследование шероховатости подложек, изготовленных в оптической группе ФИАНа

АСМ методом был исследован тестовый образец плоской подложки диаметром 100 мм (образец №3). На рис. 3.14 приведена зависимость среднеквадратичной шероховатости от размера кадра для этой подложки. Типичный рельеф поверхности подложки №3 показан на рис. 3.15. Из особенностей поверхности можно отметить неглубокие (около 1 нм) достаточно редкие, но повторяющиеся царапины. Среднеквадратичная шероховатость подложки составляет около 0.45 нм.

Для проверки повторяемости результатов глубокой полировки кварцевых подложек, в Физическом институте РАН были дополнительно заказаны и

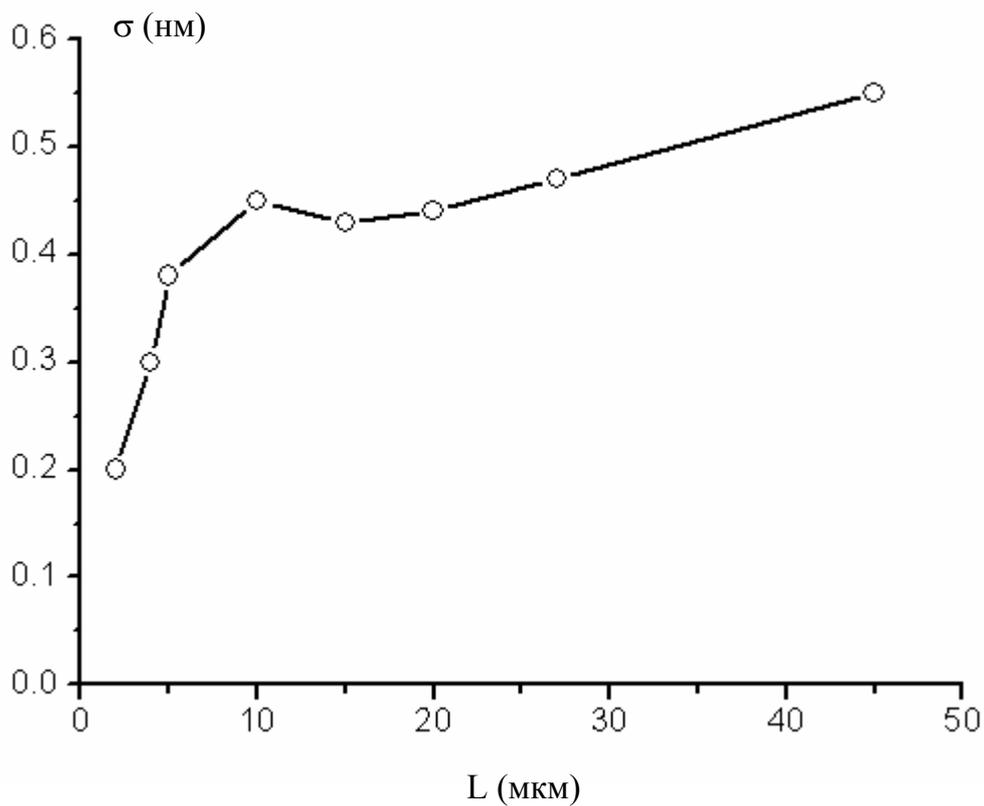


Рис. 3.14. Зависимость среднеквадратичной шероховатости от размера кадра для образца № 3.

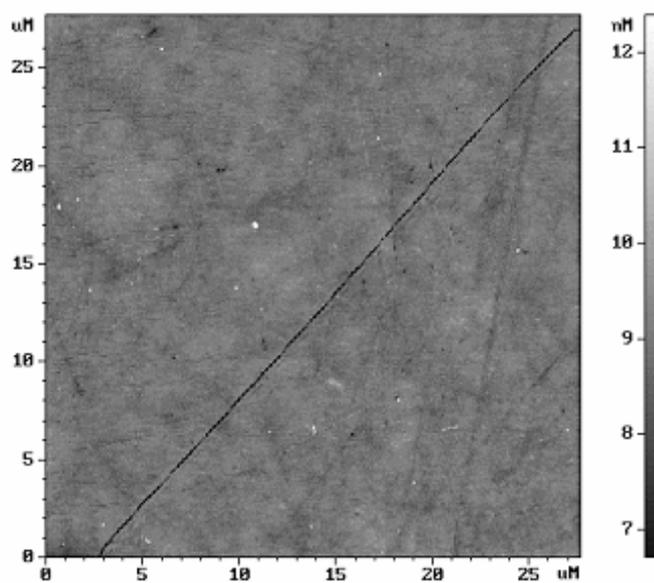


Рис. 3.15. Типичное изображение рельефа поверхности подложки № 3.

исследованы при помощи АСМ плоские подложки с размерами 30×30 мм<sup>2</sup> (образец №4).

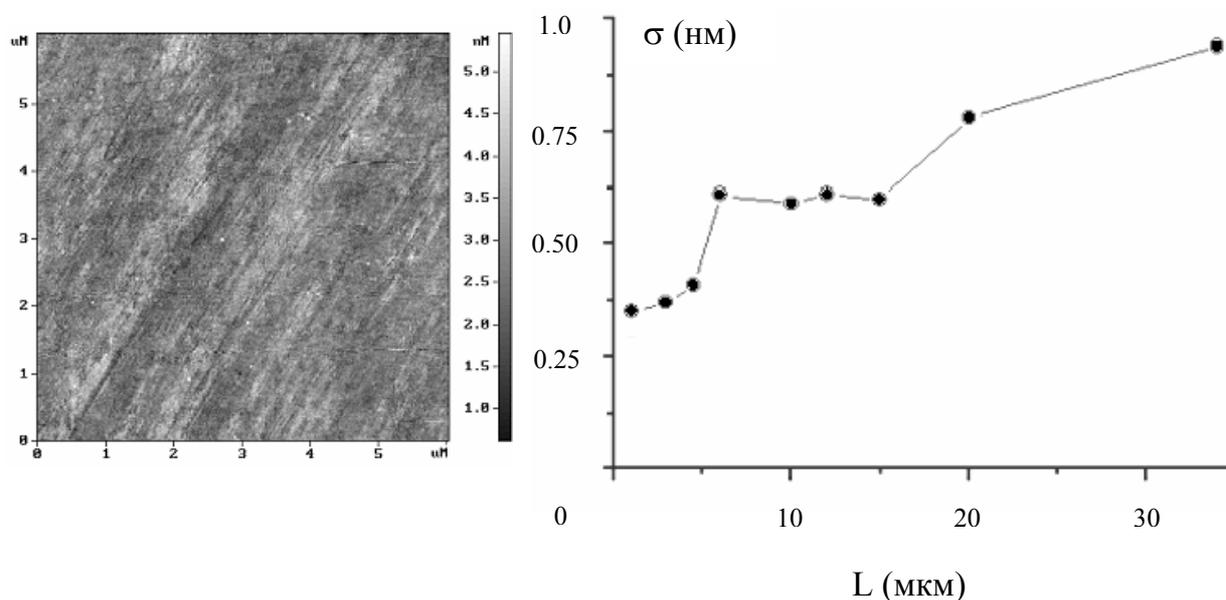


Рис. 3.16. Типичное АСМ изображения поверхности (слева) и зависимость среднеквадратичной шероховатости от размера кадра для подложки № 4.

На рис. 3.16 показаны зависимости среднеквадратичной высоты неровностей от размера кадра. Среднеквадратичная шероховатость лежит в пределах 0.4 – 0.95 нм. Типичное АСМ изображение поверхности также приведено на рисунке 3.16. На данном АСМ изображении отчетливо видны следы полировки.

### 3.3.3 Измерения шероховатостей подложек, изготовленных на Казанском оптико-механическом заводе

Также были заказаны подложки из плавленного кварца на Казанском оптико-механическом заводе. Изготовленные тестовые образцы исследовались при помощи АСМ. Типичное АСМ изображение рельефа поверхности кварцевой подложки (образец № 5) и зависимость среднеквадратичной шероховатости от размера кадра показаны на рис. 3.17. Среднеквадратичная шероховатость поверхностей лучших образцов лежала в пределах 0.7 – 1.4 нм.

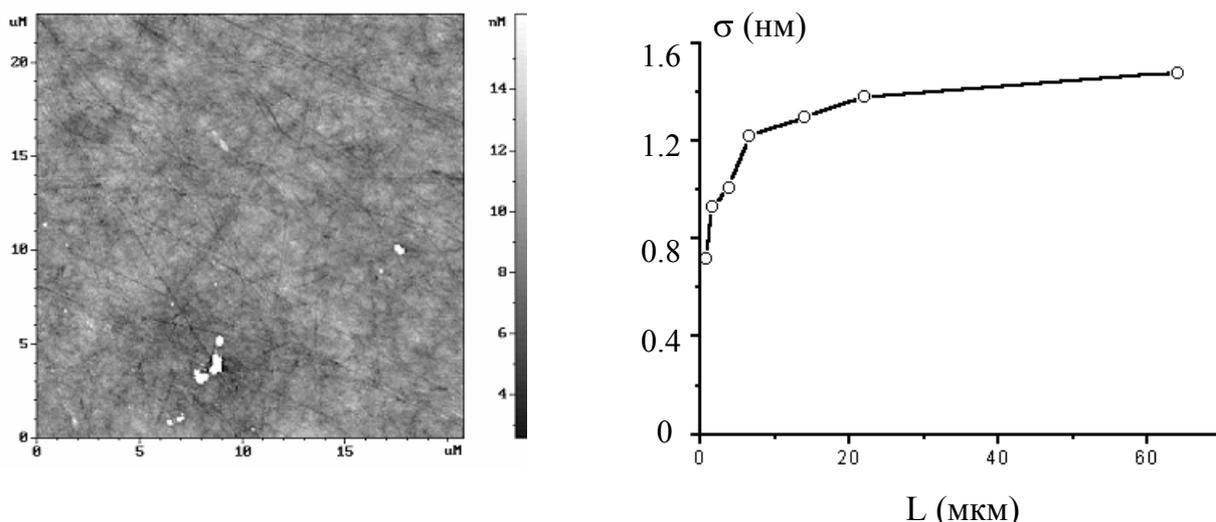


Рис. 3.17. Типичное АСМ изображение рельефа поверхности (слева) и зависимость среднеквадратичной шероховатости  $\sigma$  от размера кадра для кварцевой подложки № 5.

### 3.3.4 Измерения шероховатостей подложек, изготовленных в НПО «Композит»

Более обнадеживающие результаты были получены при исследовании тестовых кварцевых подложек, изготовленных оптической группой НПО «Композит». Поэтому совместно со специалистами этой группы были проведены наиболее продолжительные и детальные совместные исследования. В процессе этих исследований специалистами НПО «Композит» оптимизировалась технология глубокой полировки. Оптимизация включала в себя решение задачи о подборе оптимального сочетания состава полировальной смолы, полирующего порошка, режимов и времени полировки. На первой стадии оперативный контроль качества полированной поверхности проводился на интерференционном микроскопе Carl Zeiss EriVal Interfako, при помощи которого выявлялись недополированные раковины и царапины. В случае положительных результатов интерференционных измерений, изготовленные образцы высокополированных подложек пересылались в ИФМ РАН, где проводилось детальные АСМ исследования рельефа поверхности. По результатам АСМ исследований специалистами НПО «Композит» вносились корректировки в параметры режима полировки.

АСМ исследования образцов, подвергавшиеся операции глубокой полировки в течение 50 часов (образец № 6), показали, что шероховатость поверхности лежит в пределах от 0.45 нм до 0.6 нм, при этом размер АСМ кадра изменялся от 1.2 до 14 мкм. Типичный рельеф поверхности в центре и на краю подложки показаны на рис. 3.18.

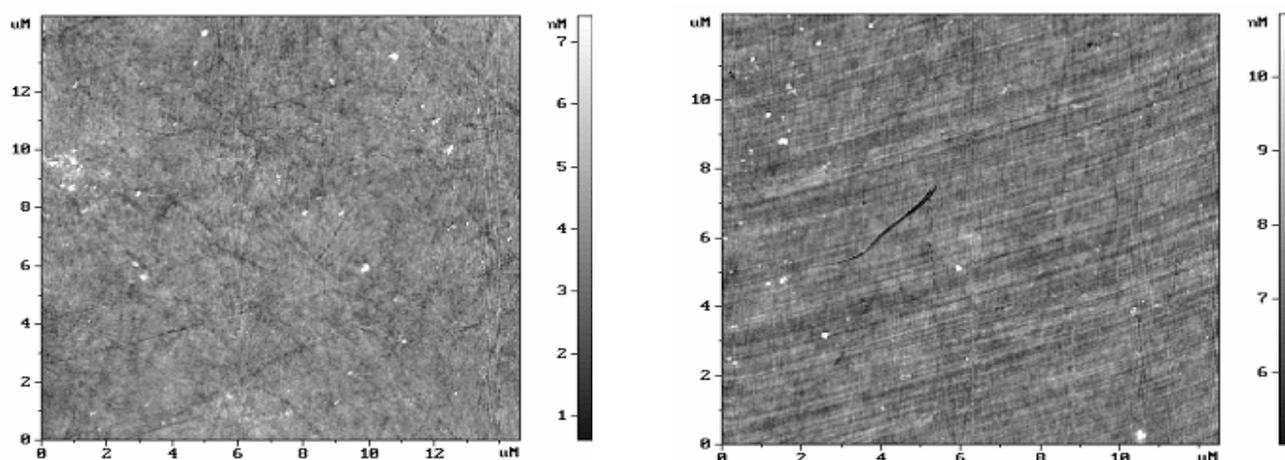


Рис. 3.18. АСМ изображение рельефа поверхности в центре (слева) и на краю (справа) подложки № 6 после 50 часов полировки. Шероховатость по левому кадру 0.6 нм, 0.55 нм по правому. На АСМ изображениях отчетливо видны следы полировки.

На приведенном АСМ изображении отчетливо видны следы полировки. Исходя из полученных АСМ данных, был сделан вывод о том, что проведение процедуры полировки в течение 50 часов явно недостаточно.

На следующем этапе та же кварцевая подложка (образец № 6) была подвергнута процедуре дополнительной полировки в течение еще 50 часов, т.е. суммарное время глубокой полировки равнялось 100 часам. Результаты исследования рельефа поверхности подложки представлены на рисунке 3.19. Из зависимости среднеквадратичной шероховатости от размера кадра видно, что шероховатость исследуемой подложки уменьшилась после дополнительной полировки почти в два раза. На рельефе поверхности все еще видны следы полировки, однако, в этом случае глубина борозд существенно меньше.

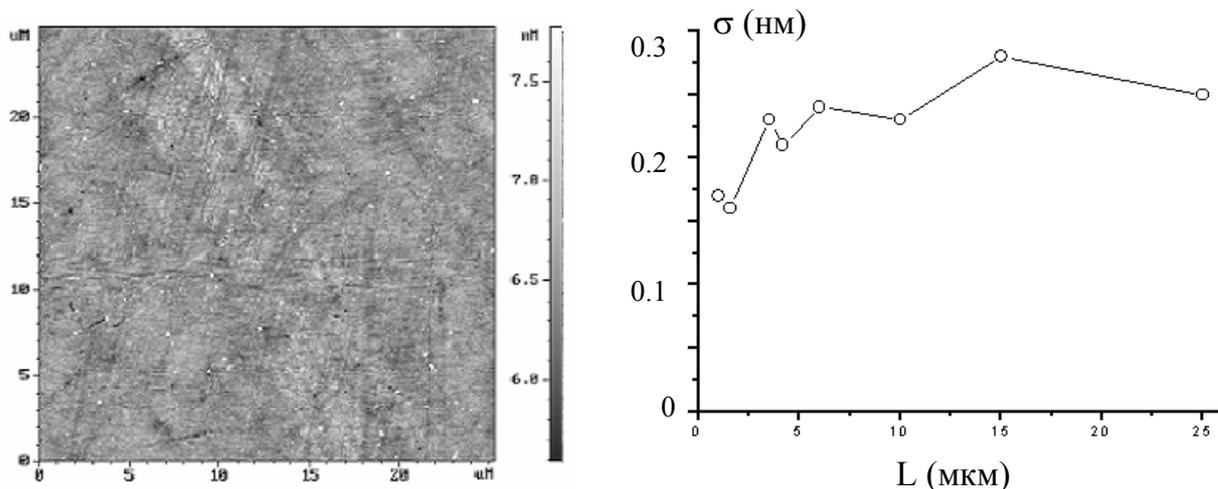


Рис. 3.19. АСМ изображение рельефа поверхности подложки № 6 и зависимость среднеквадратичной шероховатости поверхности от размера кадра после 100 часов глубокой полировки.

На стандартную подложку из высокополированного кремния (среднеквадратичная шероховатость 0.2-0.25 нм) и на полированную в течении 100 часов подложку из плавленого кварца, одновременно была нанесены многослойные *Mo-Si* рентгеновские зеркала. Проведенные в ИФМ РАН измерения спектральных характеристик коэффициентов отражения показали, что пиковые коэффициенты отражения рентгеновских зеркал, изготовленных на кварцевой подложке и высокополированной кремниевой пластине, очень хорошо совпадают (0.67 для зеркала на кварце, 0.66 на Si подложке). Это подтверждает вывод о высоком качестве глубокой полировки кварца, сделанный по результатам атомно-силовой микроскопии.

Сравнение же параметров многослойных рентгеновских зеркал, нанесенных одновременно на стандартную суперполированную подложку кремния и на подложку плавленого кварца, прошедшего операцию глубокой полировки в течение 50 часов, показало, что, если на Si-подложке коэффициент отражения равен 0.67, то на кварцевой подложке - только 0.61.

Хорошая корреляция статистических параметров поверхности подложек, измеренных с помощью АСМ и методами рентгеновской рефлектометрии, а также согласие этих измерений с отражательными характеристиками многослойных рентгеновских зеркал, нанесенных на измеренные подложки, свидетельствует о высокой достоверности результатов АСМ измерений.

### 3.3.5. Результаты сравнительных АСМ исследований шероховатости тестовых подложек

Результаты вышеописанных сравнительных исследований шероховатостей подложек приведены в таблице 1. Из данной таблицы видно, что лучшие результаты получены на плоских подложках из кварцевого стекла, изготовленных группой из НПО «Композит». Среднеквадратичная высота неровностей поверхности подложек лежит в пределах 0.25 – 0.30 нм (что близко к шероховатости плоских кремниевых пластин, изготовленных по стандартной технологии микроэлектроники, 0.18 – 0.22 нм).

**Таблица 1**

Среднеквадратичная шероховатость поверхности исследованных подложек

N	Производитель	Шероховатость, нм
1	ИЛФ, Санкт-Петербург	0.55
2	ИЛФ, Санкт-Петербург	0.45
3	ФИАН, Москва	0.45
4	ФИАН, Москва	0.4-0.95
5	Казанский оптико-механический завод, Казань	0.7 – 1.4
6	НПО «Композит»	0.25 – 0.30

### 3.3.6. Исследование возможности изготовления сверхгладких асферических подложек

Отработанная совместно с НПО «Композит» технология изготовления сверхгладких плоских подложек была адаптирована для полировки образцов асферических подложек. Процедура изготовления и полировки подложек включала в себя следующие стадии. На первом этапе формировались заготовки осесимметричной формы для полировки и проводилось предварительное формообразование ближайшей сферической поверхности. На втором этапе заготовка подложки подвергалась

процедуре глубокой полировки с целью удаления нарушенного слоя материала и проводилась предварительная асферизация поверхности. Далее асферическая поверхность подложки доводилась до требуемой гладкости, в процессе доводки форма ее поверхности контролировалась при помощи оптического интерферометра. Заключительный этап изготовления включал в себя точную коррекцию формы асферической детали вакуумным напылением небольшого по толщине (доли мкм) корректирующего слоя.

При помощи интерферометра Физо с линзовым компенсатором в ИФМ РАН были проведены измерения точности формы изготовленных асферических подложек. Показано, что отклонение полученной при изготовлении формы от расчетного профиля не превышает 0.3 мкм по всей поверхности подложки.

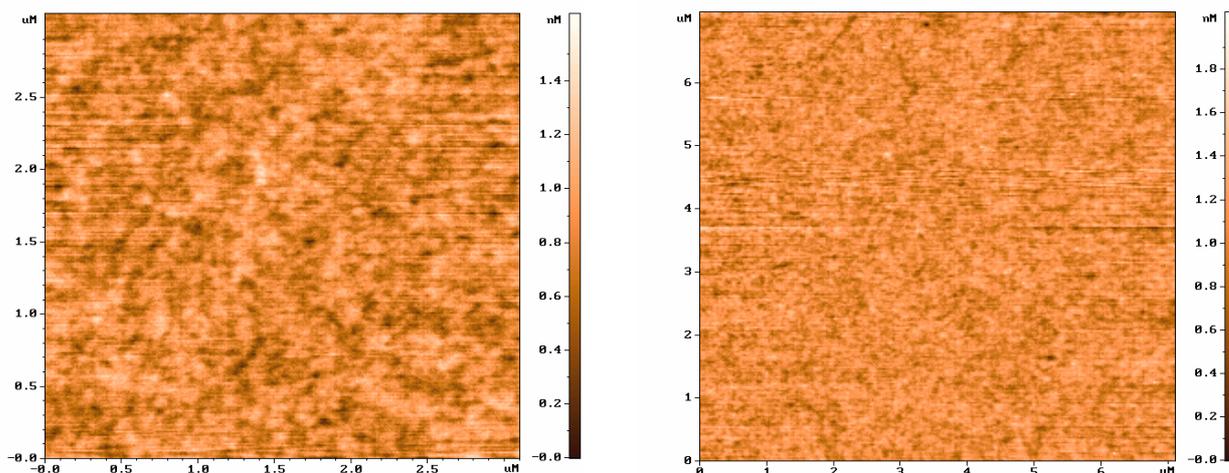


Рис. 3.20. Типичные АСМ изображения поверхности асферической подложки.

Для определения среднеквадратичной шероховатости образцов с асферической формой поверхности проводилась дополнительная обработка полученных АСМ кадров, которая включала в себя вычитание поверхностей высоких (вплоть до 7-го) порядков. Типичные изображения поверхности одной из изготовленных асферических подложек приведены на рисунке 3.20. АСМ исследования поверхности изготовленных образцов асферических подложек показали высокую однородность полированной поверхности. Шероховатость изготовленных образцов лежала в диапазоне 0.21-0.24 нм при поле сканирования до 35 мкм, что свидетельствует о

высоком качестве полученной поверхности и оптимальности выбранной технологии полировки асферических подложек.

В дальнейшем планируются АСМ исследования шероховатостей подложек с допустимыми отклонениями от расчетной формы до 0.5-0.6 нм. Такие асферические подложки будут использованы для создания проекционной схемы на основе объектива Шварцшильда [132].

Таким образом, разработанная совместно с НПО “Композит” технология глубокой полировки позволяет изготавливать высококачественные (с шероховатостью поверхности на уровне 0.20-0.25 нм) кварцевые подложки плоской и асферической формы.

### **3.4. Выводы к главе 3**

Основные результаты данной главы могут быть сформулированы следующим образом:

В результате проведенных сравнительных исследований шероховатости поверхности подложек методами атомно-силовой и рентгеновской рефлектометрии, показано, что АСМ метод дает более адекватную информацию о шероховатости поверхности. Развита методика расчета угловой зависимости зеркальной компоненты отраженного рентгеновского излучения и оценки параметра эффективной шероховатости по АСМ профилям поверхности без использования каких-либо модельных представлений о характере неровностей рельефа. Показано, что угловая зависимость коэффициента отражения и эффективная шероховатость поверхности, рассчитанные непосредственно по АСМ данным, хорошо совпадают с результатами рентгеновских измерений

Проведены эксперименты по сглаживанию поверхностного рельефа стеклянных подложек методом репликации эталонных сверхгладких пластин из кремния при помощи тонких слоев полимерных материалов. Установлено, что величина шероховатости изготовленных полимерных реплик хорошо совпадает с величиной шероховатости реплицируемых кремниевых пластин. Рентгеновские зеркала, изготовленные на контрольных кремниевых подложках и на

комбинированных подложках полимер-стекло, имели идентичные спектральные зависимости коэффициентов отражения.

Проведены сравнительные АСМ исследования качества поверхности подложек, изготовленных различными технологическими группами. Совместно с НПО “Композит” отработана и оптимизирована технология глубокой полировки кварцевых пластин, позволяющая получать подложки различной формы с рекордными (на уровне 0.20-0.25 нм) параметрами среднеквадратичной шероховатости поверхности, пригодные для создания отражающих и фокусирующих оптических элементов проекционных схем установок рентгеновской литографии.

#### **Глава 4. Исследования индуцированных магнитным полем МСМ зонда переходов между магнитными состояниями в ферромагнитных наночастицах.**

Исследования процессов перемагничивания ферромагнитных частиц под действием магнитного поля зонда магнитно-силового микроскопа актуальны со многих точек зрения. Упорядоченные массивы наноразмерных ферромагнитных частиц рассматриваются как потенциальная среда для записи информации со сверхвысокой плотностью [30, 31, 32]. В связи с этим необходимо получение информации о механизме перемагничивания отдельных наночастиц [33, 34]. Кроме того, упорядоченные массивы ферромагнитных частиц являются источником неоднородного магнитного поля, величина которого порядка намагниченности насыщения ферромагнитного материала, из которого изготовлены частицы. Характерные масштабы неоднородности магнитного поля определяется размером частиц, расстоянием между ними и могут варьироваться от нескольких микрон до нескольких десятков нанометров [30, 31, 118, 119, 120]. Изменяя состояния намагниченности отдельных частиц можно изменять величину и конфигурацию индуцированного массивом частиц магнитного поля. Для создания таких источников магнитного поля перспективно использовать частицы, обладающие несколькими состояниями намагниченности [55, 56, 57]. Переводя такую частицу из одного состояния намагниченности в другое можно изменять индуцированное ею магнитное поле. В настоящее время такие источники магнитного поля успешно используются для управления свойствами чувствительных к магнитному полю объектов [31, 35, 36].

Метод МСМ, обладающий высоким пространственным разрешением, успешно применяется для исследования магнитных состояний ферромагнитных наночастиц [100, 107]. Если магнитное поле МСМ зонд превосходит коэрцитивность исследуемых частиц, то наблюдаются эффекты перемагничивания наночастиц под действием магнитного поля МСМ зонда [52, 70, 71]. К настоящему времени группами авторов наблюдались и обсуждались индуцированные магнитным полем МСМ зонда переходы между состояниями с однородной намагниченностью [71], а также переходы из однородного в вихревое состояние намагниченности [52, 70]. Однако, ряд вопросов, например вопрос о возможности управлением знаком завихренности

одновихревого состояния в наночастице при помощи зонда МСМ, до сих пор не ставился.

В первой части данной главы приводятся результаты исследований процессов индуцированного магнитным полем МСМ зонда перемагничивания частиц, для которых характерно однородное состояние намагниченности. Во второй части главы будет рассмотрен механизм управления знаком завихренности одновихревого состояния в эллиптических ферромагнитных частицах при помощи МСМ зонда. В заключительной части главы будут представлены результаты использования массивов ферромагнитных субмикронных частиц для управления свойствами Джозефсоновских переходов.

#### **4.1. Исследование индуцированных магнитным полем МСМ зонда переходов между состояниями с однородной намагниченностью в субмикронных частицах Fe-Cr**

Упорядоченные массивы субмикронных частиц Fe-Cr изготавливались методом интерференционного лазерного отжига [118]. АСМ изображение участка одного из изготовленных массивов показано на рисунке 4.1. Как видно из приведенного АСМ

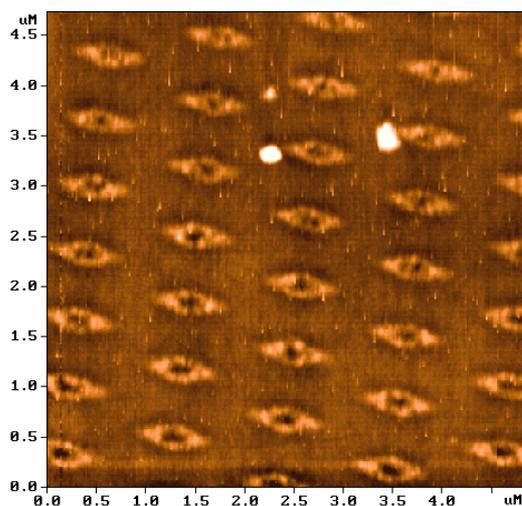


Рис. 4.1. АСМ изображение пленки Fe-Cr после проведения процедуры интерференционной лазерной литографии.

изображения частицы имеют достаточно сложную кратерообразную форму с типичной глубиной кратера в центре частицы около 3-4 нм. Провалы в центре частиц соответствуют интерференционным максимумам лазерного излучения. В процессе литографии углы падения лазерного излучения выбирались таким образом, чтобы частицы имели вытянутую вдоль одной из осей форму. Измеренные по АСМ данным латеральные размеры частиц составляли  $700 \times 280$  нм при толщине порядка 20 нм. Проведенное микромагнитное моделирование [133] магнитных состояний частиц с такими размерами, толщиной и формой показало, что для них наиболее энергетически выгодным является однородное состояние намагниченности.

Изготовленные методом интерференционной лазерной литографии массивы субмикронных частиц исследовались магнитооптическими методами, основанными на эффекте Керра [121]. Гистерезисная петля, полученная таким методом, при приложении магнитного поля вдоль длинной оси частиц имеет форму параллелограмма (рис. 4.2). Как видно из рисунка, остаточная намагниченность массива равна намагниченности в насыщении, коэрцитивность частиц составляет порядка 300 - 400 Гс.

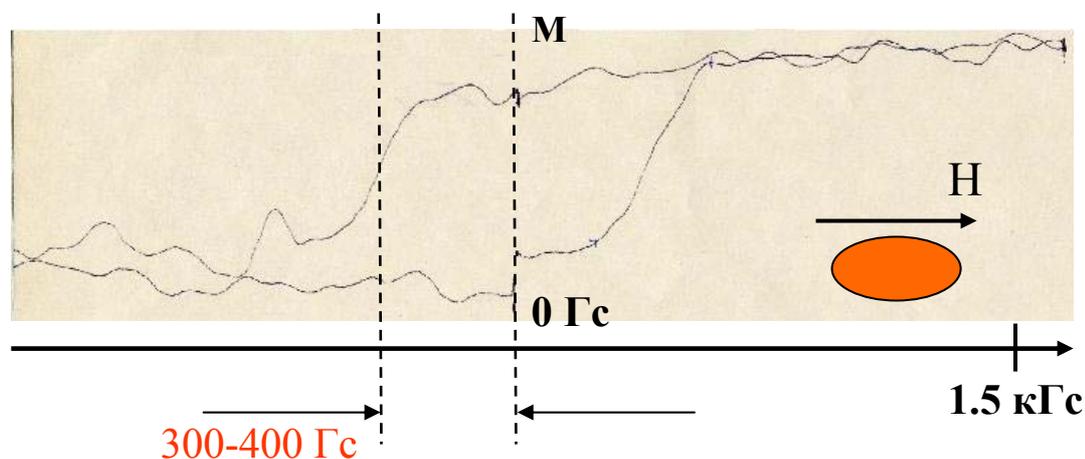


Рис. 4.2. Петля гистерезиса массива субмикронных частиц Fe-Cr, полученная при приложении магнитного поля вдоль длинной оси.

МСМ измерения показали, что после намагничивания образца вдоль длинной оси частиц до насыщения, все частицы однородно намагничены, причем их вектора намагниченности сонаправлены (рис. 4.3.). Данный факт находится в полном согласии с магнитооптическими данными. Для того чтобы избежать нежелательного

влияния магнитного поля МСМ зонда на состояния намагниченности наночастиц исследования проводились при помощи неконтактной МСМ методики.

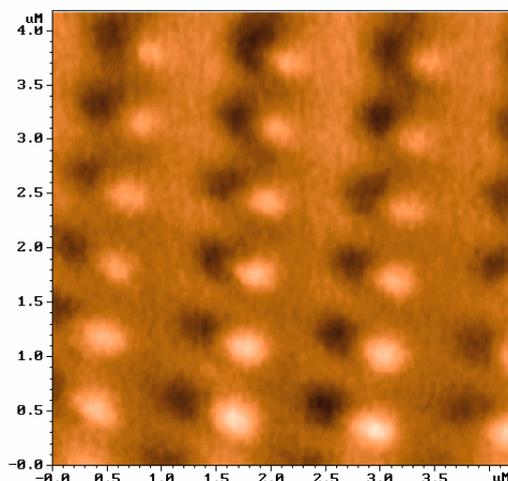


Рис. 4.3. Неконтактное МСМ изображение массива частиц Fe-Cr после намагничивания их вдоль длинной оси.

Во время МСМ исследований массива частиц Fe-Cr при помощи стандартного двухпроходного метода [31, 107] на получаемых изображениях был обнаружен ряд особенностей, связанных с изменением магнитного состояния частиц под действием зонда МСМ. Перемагничивание частиц происходит во время первого прохода, когда МСМ зонд находится непосредственно в контакте с поверхностью образца и влияние его магнитного поля на состояние намагниченности наночастиц максимально (рис. 4.4). На приведенных МСМ изображениях хорошо видно, что перемагничивание происходит в тот момент, когда МСМ зонд проходит над белым полюсом частицы, одноименным с полюсом МСМ зонда. Исходя из данного экспериментального факта, можно предположить, что перемагничивание частиц связано с отталкивающим взаимодействием между одноименными магнитными полюсами наночастицы и МСМ зонда. Более детальное обсуждение процесса перемагничивания будет приведено ниже. Как видно из рисунка 4.4 несколько частиц не изменили своего магнитного состояния после сканирования МСМ зондом. Это означает, что величина магнитного поля зонда недостаточна для перемагничивания этих частиц. Похожее различие полей коэрцитивности для различных частиц массива была обнаружена авторами работы

[52] во время МСМ исследований эффектов перемагничивания ферромагнитных частиц во внешних магнитных полях.

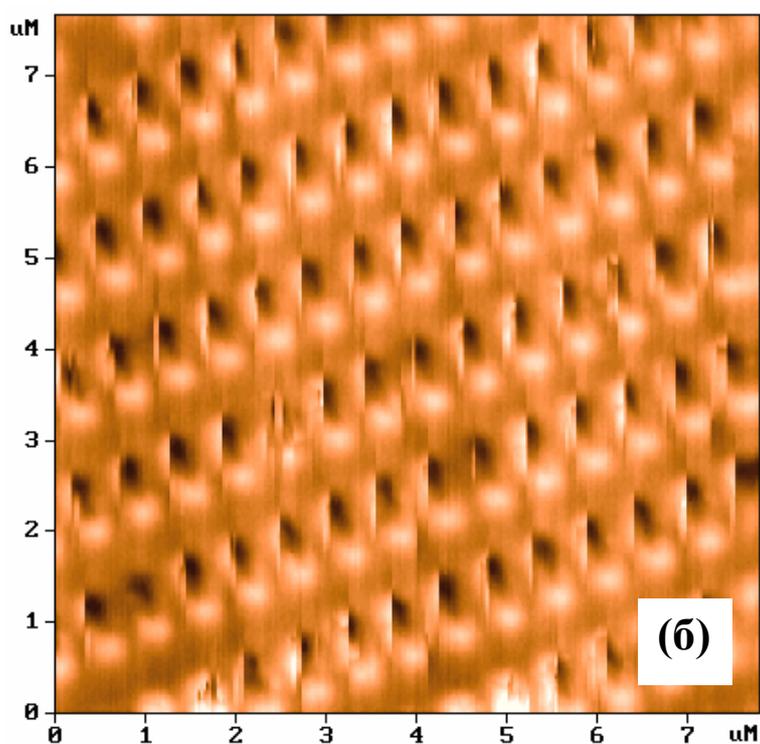
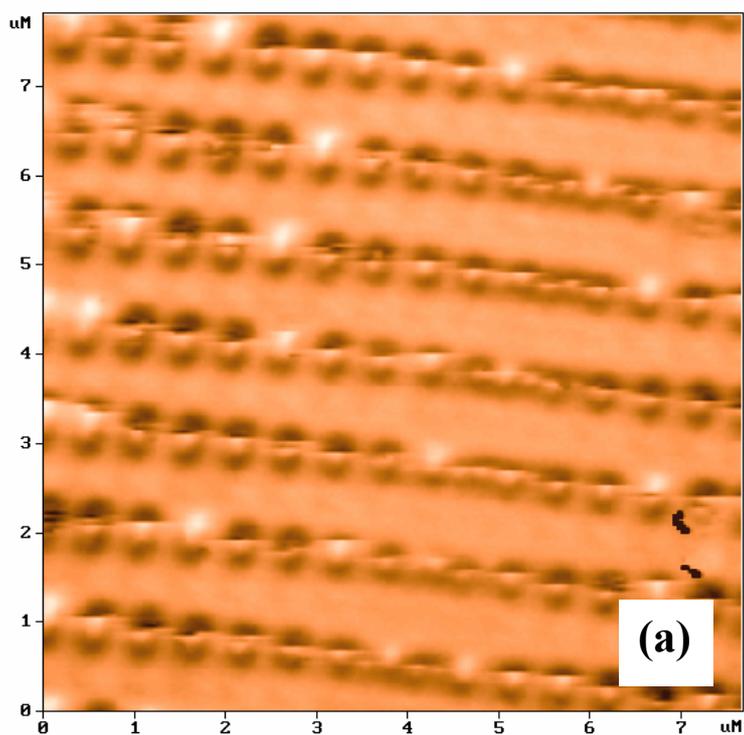


Рис. 4.4. МСМ изображения массива частиц Fe-Cr, полученные при различных направлениях сканирования. Направление сканирования совпадает с горизонтальной осью (а), с вертикальной осью (б). Использовалась 2-х проходная tapping/lift МСМ мода.

Для того чтобы получить более детальное представление о процессах перемагничивания субмикронных частиц Fe-Cr под действием неоднородного магнитного поля МСМ зонда, было проведено моделирование процесса МСМ сканирования. Микромагнитное моделирование индуцированного магнитным полем МСМ зонда процессов перемагничивания частиц Fe-Cr проводилось при помощи разработанного в лаборатории математических методов и численного моделирования ИФМ РАН специального программного пакета, позволяющего рассчитывать распределение намагниченности в частицах посредством численного решения уравнения Ландау-Лившица-Гильберта при условии влияния неоднородного поля МСМ зонда. Более подробно этот программный пакет описан в главе 2.

Проведенное моделирование показало, что перемагничивание частиц Fe-Cr во время сканирования сопровождается сложной неоднородной перестройкой распределения намагниченности внутри частицы. Последовательные стадии процесса перемагничивания при движении зонда МСМ поперек частицы приведены на рисунке 4.5. Начальное состояние частицы соответствует однородному, причем вектор намагниченности направлен слева направо (рис. 4.5 (а)). Далее к левому краю частицы подносится МСМ зонд (рис. 4.5 (б)), вектор намагниченности которого направлен перпендикулярно плоскости рисунка. Хорошо видно, что распределение намагниченности внутри частицы испытывает возмущение под действием неоднородного поля зонда МСМ. Это заключается в том, что линии намагниченности частицы выстраиваются вдоль силовых линий поля МСМ зонда (рис. 4.5 (б)). При дальнейшем движении зонда, (рис. 4.5 (в-г)) в правой части частицы распределение намагниченности приобретает завихренную форму. При выходе МСМ зонда с противоположной стороны частицы (рис. 4.5 (д)) небольшое возмущение намагниченности, вносимое зондом, остается. В тоже время направление векторов намагниченности в правой части частицы изменилось на противоположное по отношению к начальному состоянию. Рисунок 4.5 (е) демонстрирует конечное состояние: однородное состояние с противоположным начальному направлением намагниченности.

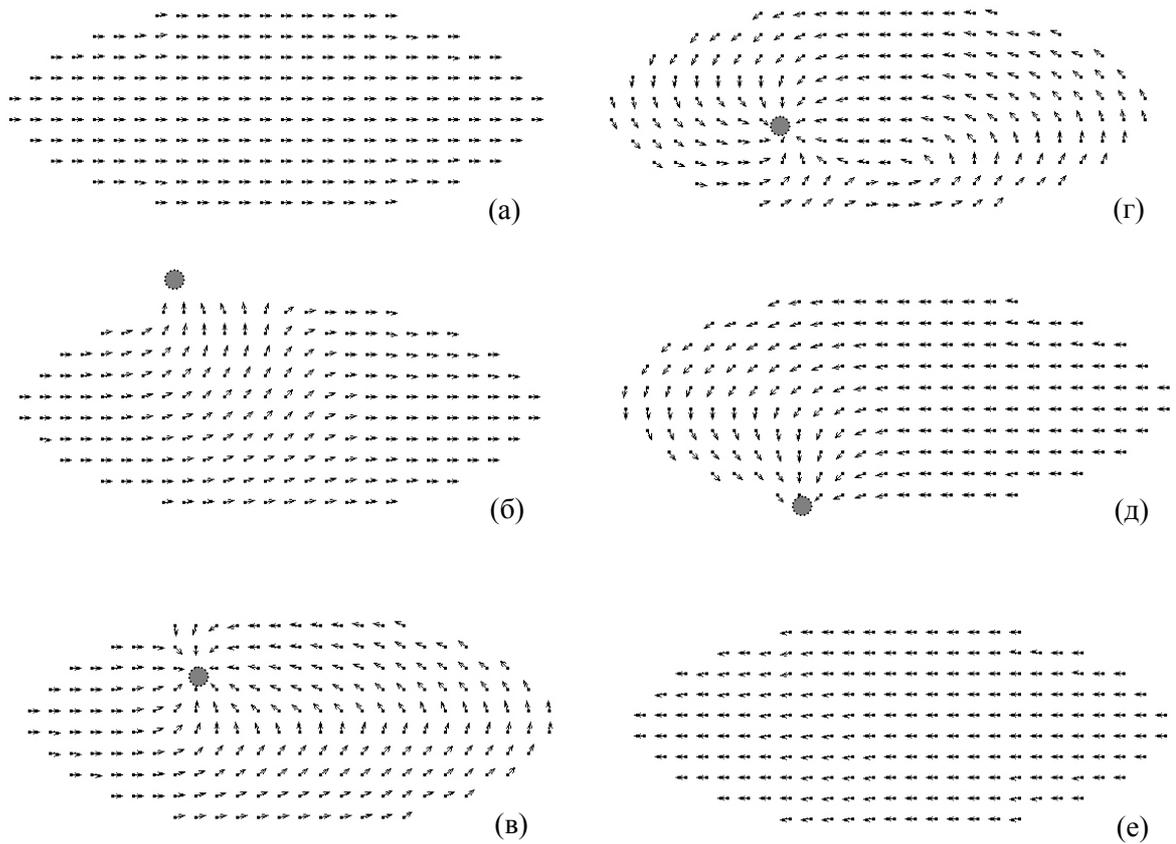


Рис. 4.5. Последовательные стадии процесса перемагничивания однородно намагниченной частицы Fe-Cr под действием неоднородного поля МСМ зонда (зонд показан серым кружком).

Эксперименты по управляемому перемагничиванию отдельных частиц Fe-Cr были проведены по следующей схеме. Осуществлялось неконтактное МСМ сканирование над одной частицей, которую предполагалось перемагнитить. Поле сканирования выбиралось достаточно маленьким, чтобы магнитное поле МСМ зонда эффективно влиял только на выбранную частицу. В процессе сканирования, расстояние между МСМ зондом и верхней гранью частицы уменьшалось до тех пор, пока частица не изменяла свое состояние намагниченности. После этого зонд отводился от образца на расстояние, исключающее повторное перемагничивание и данная частица сканировалась повторно на большой высоте для подтверждения факта ее перемагничивания.

На рисунке 4.6 приведены последовательные стадии эксперимента по перемагничиванию ферромагнитных частиц Fe-Cr. Непосредственно перед проведением этого эксперимента образец был намагничен в магнитном поле  $\sim 3$  кГс, приложенном вдоль длинной оси частиц. Далее при помощи МСМ зонда была перемагничена одна частица (рис. 4.6 (а)), затем вторая (рис. 4.6 (б)) и, наконец, третья (рис. 4.6 (в)). На заключительном этапе вторая частица была возвращена в начальное состояние. Таким образом, показано, что при помощи МСМ зонда возможно контролируемое и обратимое перемагничивание частиц Fe-Cr.

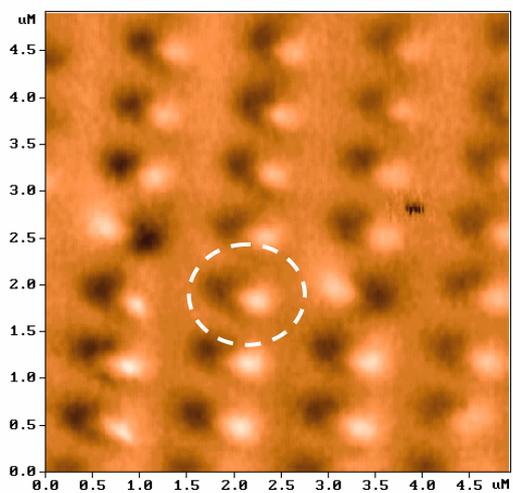
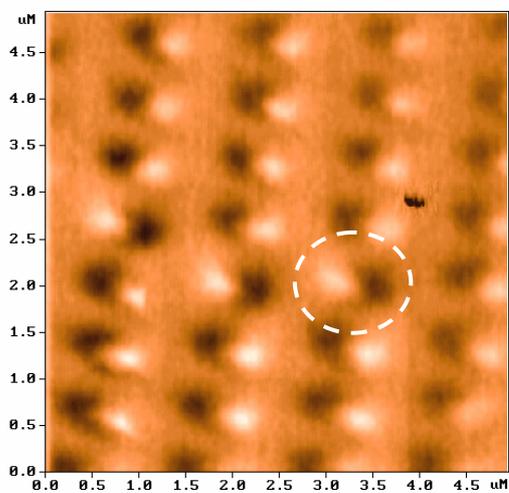
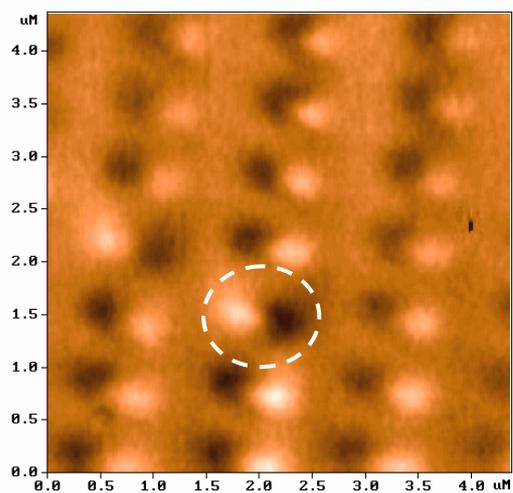
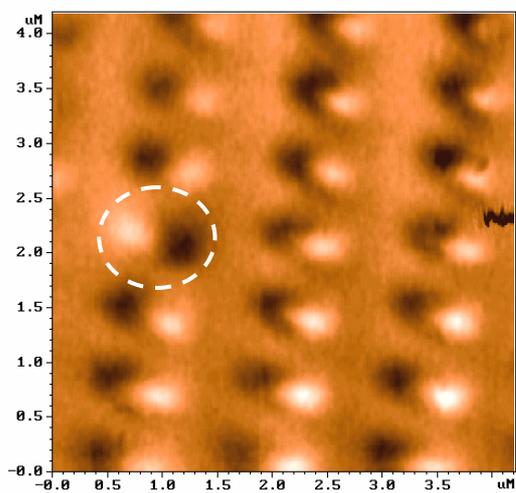


Рис. 4.6. Последовательные стадии эксперимента по перемагничиванию субмикронных частиц Fe-Cr. Перемагниченные частицы показаны белыми кружками.

## **4.2. Исследование индуцированных магнитным полем МСМ зонда переходов между однородным и одновихревым состояниями намагниченности в эллиптических частицах Co**

Состояние намагниченности ферромагнитных частиц существенно зависит от их геометрических размеров, толщины и формы. Например, для частиц в виде дисков состояние намагниченности определяется толщиной и диаметром диска. В зависимости от этих параметров основное состояние субмикронного ферромагнитного диска может быть однородным, вихревым или при достаточно большой толщине и диаметре многодоменным [40, 44]. Помимо этого существует область геометрических параметров, при которых свободная энергии частицы имеет не один, а несколько минимумов, другими словами ферромагнитная частица обладает не только основным, но и метастабильными состояниями намагниченности. В относительно недавней работе [58] показано, что область метастабильности для ферромагнитных частиц в виде круглых дисков достаточно узка, и изготовить такие объекты на практике достаточно сложно.

В ряде работ [52, 55, 56, 57] показана возможность реализации как вихревых, так и однородно намагниченных состояний в эллиптических частицах субмикронного размера. Одно из этих состояний является основным, а другое – метастабильным. Наши недавние исследования [57, 59] показали, что в эллиптических ферромагнитных Co частицах шириной более 300 нм, толщиной в пределах 5-27 нм и аспектным соотношением полуосей эллипса 1.3 - 3 существуют либо одновихревые, либо однородные состояния намагниченности. При увеличении толщины в частицах реализуется только вихревое состояние. Для частиц с большим аспектным соотношением и меньшей шириной характерно однородное состояние намагниченности.

Для исследования индуцированных МСМ зондом переходов между однородным и одновихревым состояниями намагниченности были изготовлены Co эллиптические частицы размером 600×400 нм и толщиной 27 нм. Как уже упоминалось в предыдущем абзаце, частицы такого размера и формы обладают метастабильными состояниями, в них должны реализовываться как однородные, так и одновихревые конфигурации намагниченности. Однако, в случае наличия

существенных нарушений симметрии формы, шероховатых границ или других дефектов в частицах с такими размерами могут реализовываться и другие, более сложные, распределения намагниченности.

Были проведены исследования остаточных состояний массивов изготовленных Co частиц после их намагничивания вдоль длинной оси эллипса. На рисунке 4.7 приведено MCM изображение участка массива эллиптических частиц, после намагничивания образца вдоль длинной оси частиц в магнитном поле  $\sim 3$  кГс. Хорошо видно, что на MCM изображении присутствуют как вихревые, так и однородно намагниченные частицы. Данное изображение получено при помощи неконтактной MCM методики.

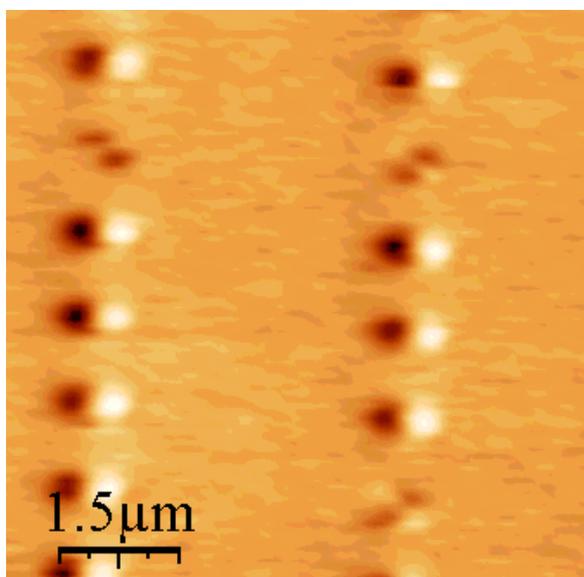


Рис. 4.7. MCM изображение участка массива Co наночастиц ( $600 \times 400$  нм, толщина 27 нм) после намагничивания их вдоль длинной оси в поле 3 кГс.

Измерения эллиптических Co частиц при помощи 2-х проходной MCM методики показали, что использование магнитных зондов с большим собственным магнитным моментом приводит к эффектам перемагничивания во время сканирования. Причем, в отличие от рассмотренных выше частиц Fe-Cr, где наблюдались переходы между однородными состояниями, в данном случае имеют место более сложные переходы между состояниями намагниченности. На рисунке 4.8 показаны MCM изображения изготовленных частиц, полученные при направлении сканирования параллельном их длинной оси.

При ближайшем рассмотрении МСМ изображений отдельных частиц видно, что переходы из одного состояния намагниченности в другое сопровождаются резкими сменами величины МСМ контраста (рис. 4.9). Сначала магнитное состояние имеет низкий контраст, при дальнейшем сканировании частица переходит в магнитное состояние с высоким контрастом, которое на заключительной стадии сканирования опять переходит в состояние с низким контрастом. Процесс перемагничивания интерпретируется следующим образом. В определенный момент сканирования частица из начального одновихревого состояния переходит в однородно намагниченное. При дальнейшем сканировании состояние намагниченности частицы из однородного переходит назад в одновихревое (рис. 4.9). Величина МСМ отклика одновихревого состояния намагниченности в несколько раз меньше величины МСМ отклика однородного состояния намагниченности, что объясняет скачки величины МСМ контраста при перемагничивании.

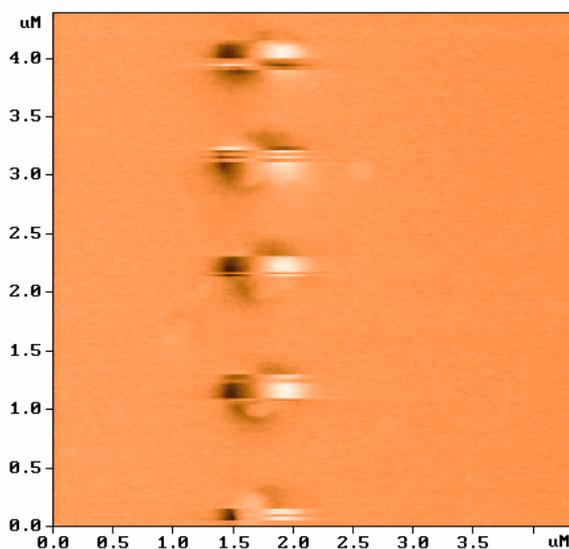


Рис. 4.8. МСМ изображения эффектов перемагничивания частиц эллиптических  $\text{Co}$  при направлении сканирования параллельном длинной оси частиц (горизонтальная ось на рисунке).

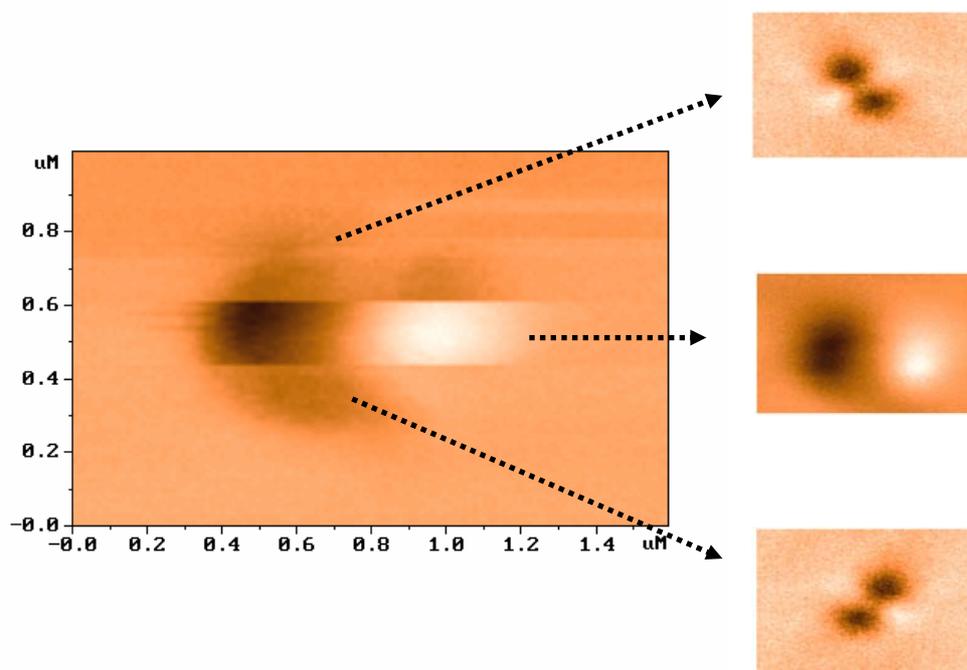


Рис. 4.9. Последовательные стадии перемагничивания частицы Co под действием МСМ зонда. Направление сканирования совпадает с длинной осью частицы (горизонтальная ось на рисунке).

Переход из одновихревого в однородно намагниченное состояние и наоборот сопровождается сложной неоднородной перестройкой намагниченности внутри частиц. На рисунке 4.10 представлены результаты моделирования перехода между одновихревым и однородно намагниченным состояниями. За начальное состояние было выбрано одновихревое распределение намагниченности (рис. 4.10 (а)), в процессе моделирования МСМ зонд (вектор намагниченности зонда направлен на нас перпендикулярно плоскости рисунка) двигался слева - направо по центру частицы вдоль ее длинной оси. В тот момент, когда МСМ зонд подходит к частице вплотную распределение намагниченности внутри частицы претерпевает сильное возмущение, при этом кор вихря начинает смещаться из центра частицы к ее краю. При дальнейшем движении МСМ зонда кор под действием магнитного поля зонда полностью выталкивается из частицы (рис. 4.10 (в)). Намагниченность внутри частицы полностью выстраивается вдоль силовых линий зонда.

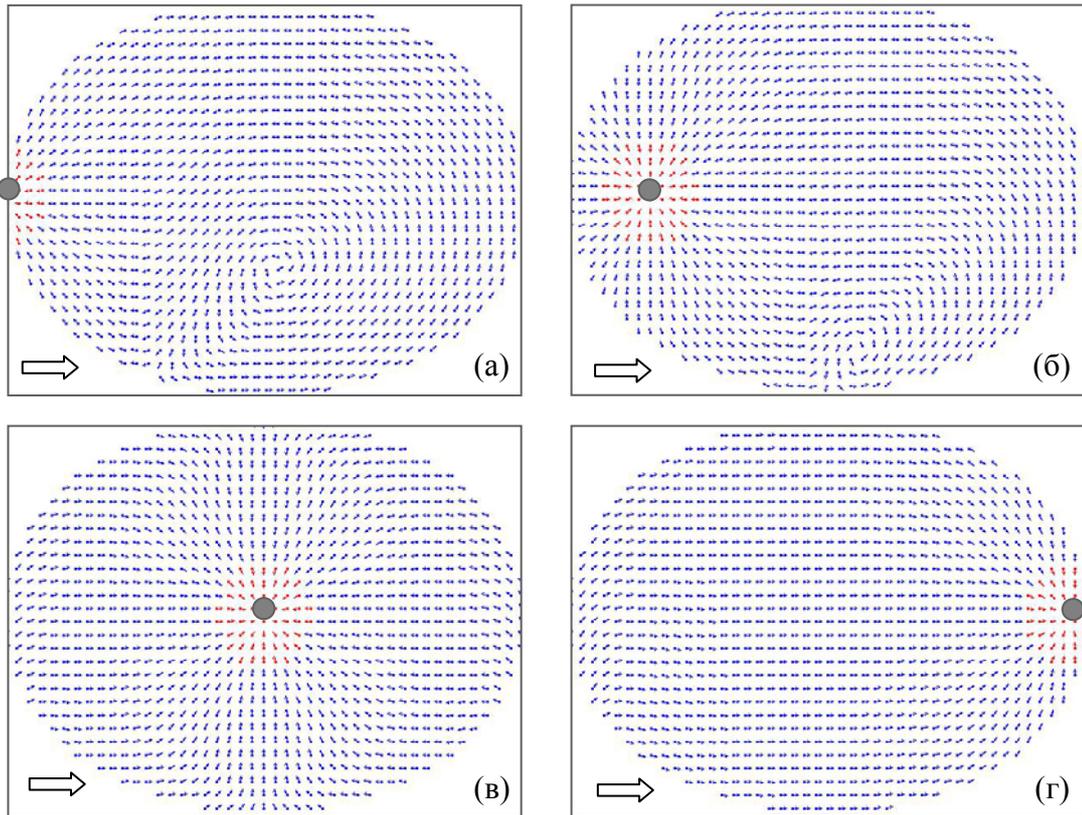


Рис. 4.10. Последовательные стадии процесса перемагничивания частицы  $Co$  при движении MCM зонда (зонд показан серым кружком) по центру частицы. Начальное состояние частицы соответствует одновихревому.

В результате прохода МСМ зонда вдоль частицы в ней формируется однородное состояние намагниченности (рис. 4.10 (г)).

Очевидно, что в зависимости от направления движения МСМ зонда (слева направо или наоборот) направление вектора намагниченности конечного состояния будет различным. Данный факт хорошо подтверждается экспериментальными МСМ исследованиями, показавшими, что направление вектора намагниченности индуцированного при движении зонда МСМ по центру частицы однородного состояния зависит от направления сканирования (рис. 4.11).

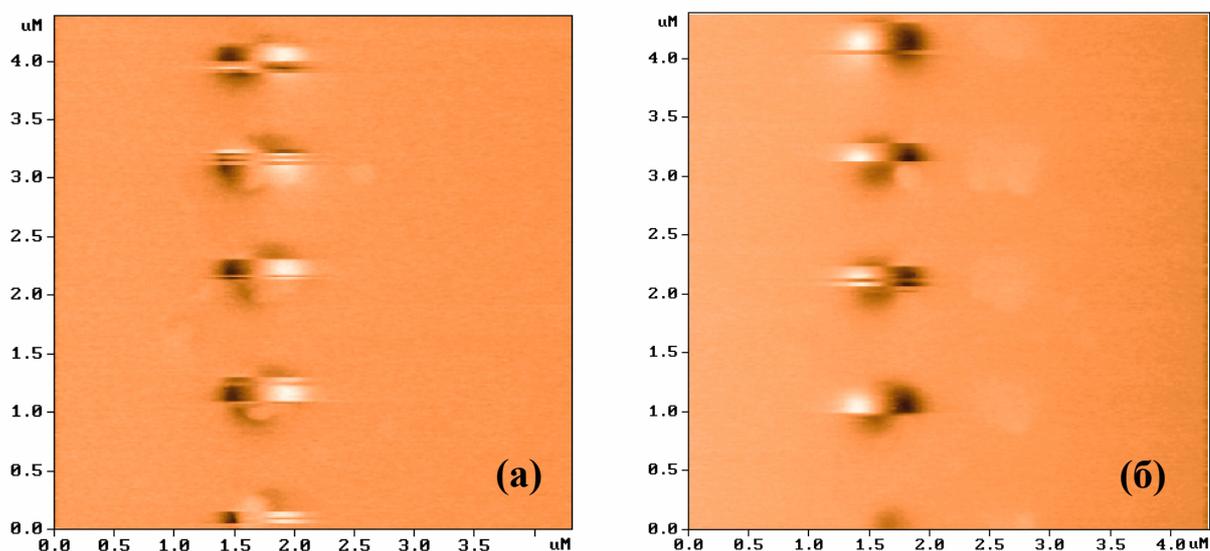


Рис. 4.11. МСМ изображения эффектов перемагничивания частиц Со в зависимости от направления движения зонда вдоль длинной оси. (а) слева – направо, (б) справа - налево.

Совершенно по другому сценарию происходит индуцированный МСМ зондом переход между однородно намагниченным и одновихревым состояниями. В этом случае моделировалась ситуация в которой зонд движется вдоль длинной оси эллипса по краю однородно намагниченной частицы (рис. 4.12). В начальный момент распределение намагниченности частицы соответствует однородному (рис. 4.12 (а)). В тот момент, когда МСМ зонд (показан на рисунке серым кружком, вектор намагниченности зонда направлен на нас перпендикулярно плоскости рисунка)

подходит к краю частицы вектора намагниченности в частице пытаются выстроиться вдоль магнитных силовых линий зонда МСМ (рис. 4.12 (б)). При дальнейшем сканировании намагниченность в частице претерпевает сильное возмущение и выстраивается вдоль края частицы, тем самым, образуя зародыш вихревого состояния (рис. 4.12 (в)). В определенный момент в частицу входит кор вихря (рис. 4.12 (г)), который впоследствии смещается к центру частицы. В результате, по окончании процесса сканирования в частице реализуется одновихревое состояние намагниченности.

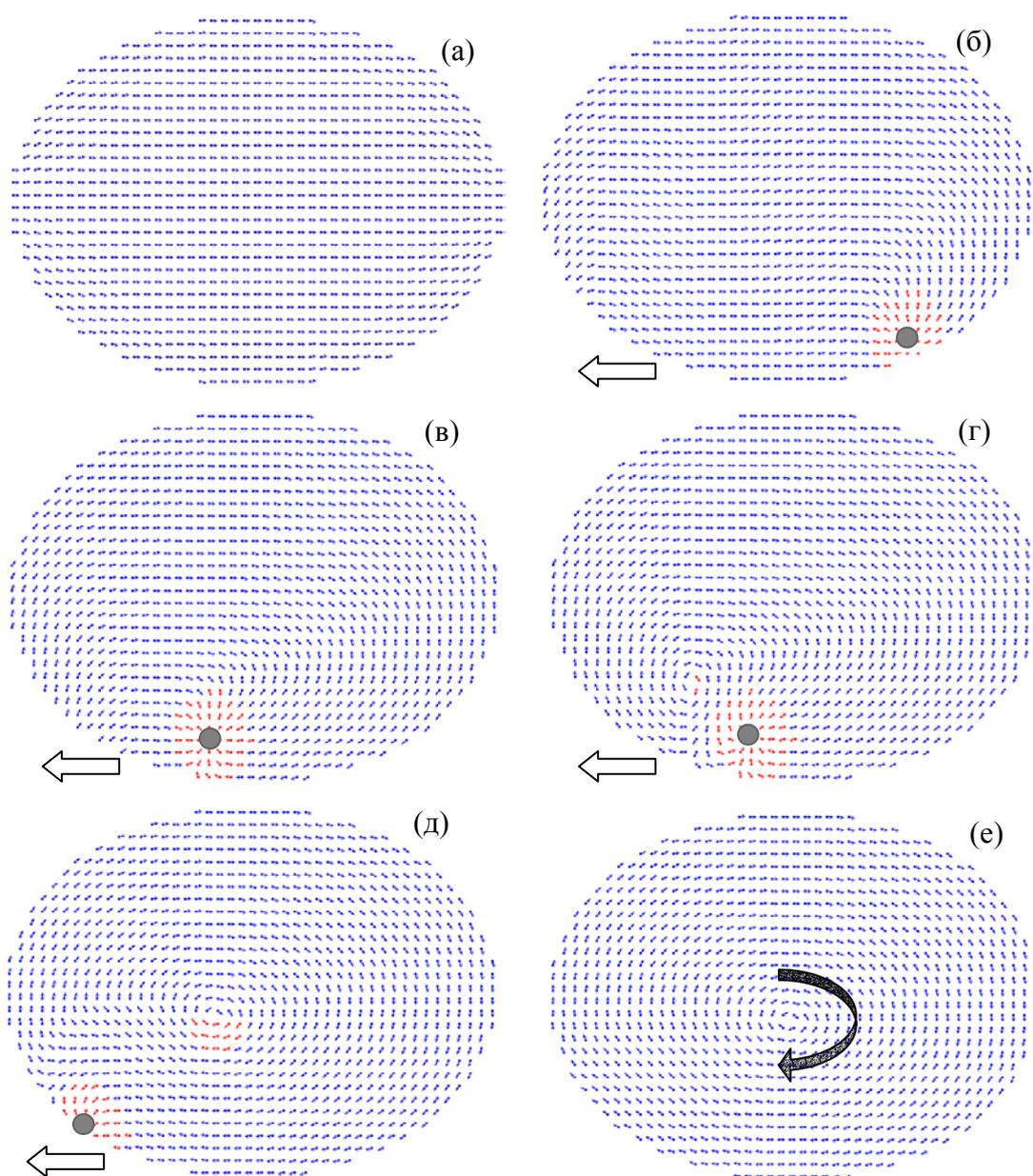


Рис. 4.12. Последовательные стадии процесса перемагничивания частицы  $Co$  при движении МСМ зонда (зонд показан серым кружком) по краю частицы. Начальное состояние частицы соответствует однородно намагниченному.

В рассмотренном на рисунке 4.12 случае, результатом прохода МСМ зонда вдоль нижнего края однородно намагниченной частицы является одновихревое состояние с направлением завихренности по часовой стрелке. Очевидно, что после проведения МСМ зондом вдоль верхнего края частицы результатом будет одновихревое состояние с завихренностью против часовой стрелки. На практике такие индуцированные МСМ зондом переходы из состояния с однородной намагниченностью в одновихревое состояние могут быть применены для управления направлением завихренности магнитного вихря в эллиптических ферромагнитных частицах.

Используя комбинированные методики МСМ сканирования возможно изменение знака завихренности одновихревого состояния в эллиптических ферромагнитных частицах. Для этого при помощи МСМ зонда сначала осуществляется переход частицы в однородно намагниченное состояние, а затем по схеме, показанной на рисунке 4.12, частица контролируемо переводится в одновихревое состояние с заданным направлением завихренности. Действительно, проведенные эксперименты показали, что можно изменять направление завихренности одновихревого состояния при сканировании МСМ зондом над частицей по определенной методике. На рисунке 4.13 представлены МСМ изображения одного и того же участка массива частиц  $\text{Co}$ , иллюстрирующие изменение знака завихренности в частице  $\text{Co}$  в процессе МСМ сканирования.

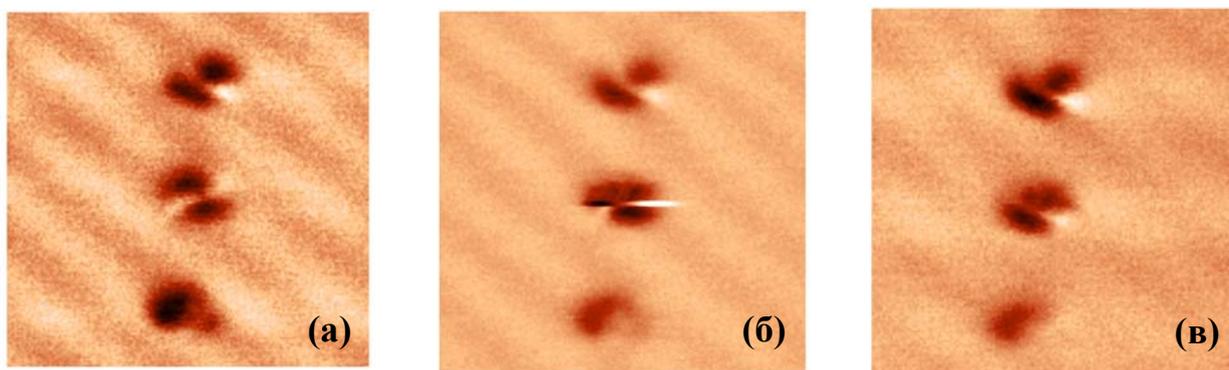


Рис.4.13. МСМ изображения участка массива частиц  $\text{Co}$ . (а) Исходное состояние. (б) МСМ изображение тех же частиц, полученное в процессе сканировании образца с переменной высотой. (в) Конечное состояние.

Исходное состояние центральной частицы на рис. 4.13 (а) соответствует правой ориентации магнитного вихря. МСМ изображение на рис. 4.13 (б) получено следующим образом. Вначале сканирование участка образца осуществлялось в однопроходной моде на расстоянии МСМ зонд – верхняя грань частицы порядка 50 нм. Затем, когда зонд проходил над средней частицей, высоту прохода уменьшили до величины порядка 10-15 нм, при этом был зафиксирован переход между однородно намагниченным и одновихревым состоянием. При дальнейшем сканировании в области края средней частицы был зафиксирован переход между однородно намагниченным и одновихревым состояниями, после чего зонд вновь подняли на высоту 50 нм. Конечное состояние частиц показано на рис. 4.13 (в). В результате воздействия неоднородного магнитного поля зонда МСМ средняя частица изменила направление завихренности одновихревого состояния на противоположное.

### **4.3. Применение МСМ методик перемагничивания субмикронных частиц для управления свойствами джозефсоновских контактов.**

Упорядоченные массивы субмикронных ферромагнитных частиц успешно применялись в проводимых в ИФМ РАН исследованиях в качестве управляемых источников магнитного поля. Были проведены эксперименты по исследованию влияния неоднородного магнитного поля системы ферромагнитных частиц на свойства торцевых и планарных джозефсоновских контактов [35]. Для этого методом электронной литографии на джозефсоновских контактах различной геометрии были изготовлены массивы эллиптических субмикронных ферромагнитных частиц. Форма и размер частиц выбирались таким образом, чтобы в них могли реализовываться однородные и одновихревые состояния намагниченности [57, 59]. Однородно намагниченная частица создает достаточно большие магнитные поля (до сотен эрстед) и может эффективно влиять на сверхпроводник, частицы с вихревым распределением намагниченности практически не индуцируют магнитных полей, и влияния на сверхпроводник не оказывают. При помощи описанных в пунктах 4.1 и 4.2 методик перемагничивания возможно управление магнитными состояниями таких частиц и, как следствие, изменение величины и структуры магнитного поля всего

массива частиц что позволяет эффективно управлять транспортными свойствами джозефсоновского контакта.

На рисунке 4.14 приведено АСМ изображение одного из торцевых джозефсоновских контактов ( $\text{Nb} / \text{SiN}_x / \text{Nb}$ ) с изготовленной на нем цепочкой ферромагнитных частиц, которая расположена в непосредственной близости от области перехода. Метод изготовления торцевых джозефсоновских контактов подробно изложен в [134]. Размеры ферромагнитных частиц  $600 \times 400$  нм, толщина 27 нм. Длинная ось частиц направлена перпендикулярно переходу (рис. 4.14).

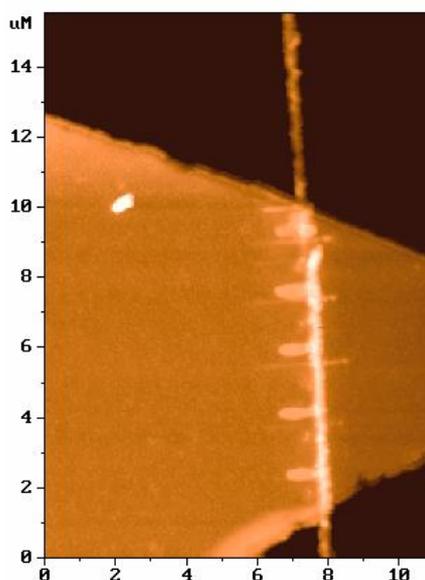


Рис. 4.14. Торцевой Джозефсоновский контакт с ферромагнитными частицами

Измерения зависимости критического тока  $I_c(H)$  проводились стандартным 4-х зондовым методом при температуре  $T = 4.2$  К (критическая температура сверхпроводящего перехода в ниобии  $\sim 9$ К) во внешнем магнитном поле, перпендикулярном плоскости образца. На рисунке 4.15 показаны зависимости  $I_c(H)$  для случаев, когда все частицы однородно намагничены в одну сторону (ферромагнитный порядок) (а); когда три частицы однородно намагничены в антиферромагнитном порядке, оставшиеся две частицы находятся в вихревом состоянии (б). Конфигурацию намагниченности магнитных моментов частиц, приведенную на рисунке 4.15 (а) можно получить путем приложения сильного магнитного поля вдоль длинной оси частиц. Антиферромагнитная конфигурация намагниченности (рис. 4.15 (б)) была получена при помощи методик

перемагничивания, описанных в пункте 4.1 данной главы. Следует отметить, что такую антиферромагнитную конфигурацию магнитных моментов можно получить только в результате локального воздействия МСМ зондом на отдельные частицы в цепочке.

Как видно из рисунка 4.15 (а), когда все частицы намагничены однородно в одну сторону, наблюдается смещение зависимости  $I_c(H)$  относительно нулевого магнитного поля на величину среднего поля цепочки частиц (около 10 Э). В работе [35] приводятся оценки среднего магнитного поля, создаваемого одной однородно намагниченной частицей в области перехода ( $\sim 100$  Э). Если частицы намагничены в антиферромагнитном порядке, то эффект среднего поля не наблюдается (рис. 4.15 (б)).

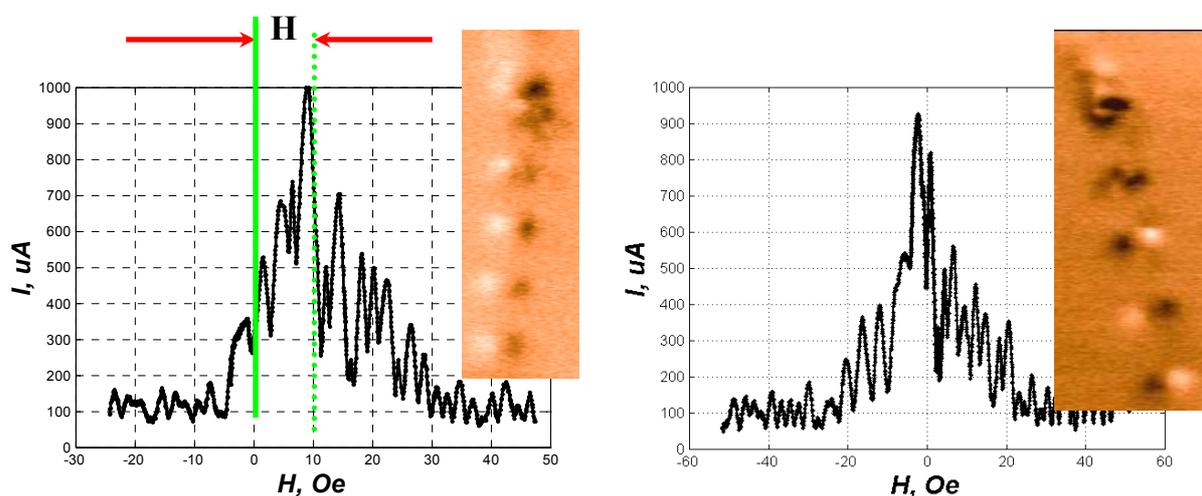


Рис. 4.15. Эффект влияния среднего поля при “ферромагнитном” упорядочении магнитных моментов частиц (слева). Зависимость  $I_c(H)$  смещена относительно нулевого значения поля на  $\Delta H \approx 10$  Э. Отсутствие эффекта среднего поля при “антиферромагнитном” упорядочении (справа).

В рамках простой модели джозефсоновского перехода с ферромагнитными частицами в приближении синусоидальной токо - фазовой зависимости вид  $I_c(H)$  определяется выражением [135, 136]:

$$I = \int_S j_c \sin(\varphi_{ext} + \varphi_p) dS \quad (4.1)$$

где  $\varphi_{ext} + \varphi_p$  – джозефсоновская разность фаз,  $\varphi_{ext}$  – разность фаз, индуцированная внешним однородным полем,  $\varphi_p$  – разность фаз, индуцированная неоднородным

полем частиц,  $j_c$  – плотность критического тока, интегрирование ведется по поперечному сечению контакта  $S$ . Подробно вид данной зависимости и влияние неоднородного магнитного поля ферромагнитных частиц на джозефсоновские контакты обсуждается в работах [135, 136].

Были проведены эксперименты по исследованию влияния неоднородного поля прямоугольных решеток субмикронных ферромагнитных частиц на транспортные свойства планарных джозефсоновских контактов (Nb / Al / AlO<sub>x</sub> / Nb) в неоднородном магнитном поле системы ферромагнитных частиц [35]. Технология изготовления таких контактов описана в [137]. Электронное изображение одного из планарных джозефсоновских контактов с изготовленной на нем прямоугольной решеткой частиц приведено на рисунке 4.16. Размеры ферромагнитных частиц 600×400 нм, толщина 27 нм. Измерения критического тока такого контакта проводилось при температуре 4.2 К, магнитное поле прикладывалось в плоскости контакта вдоль протекания тока.

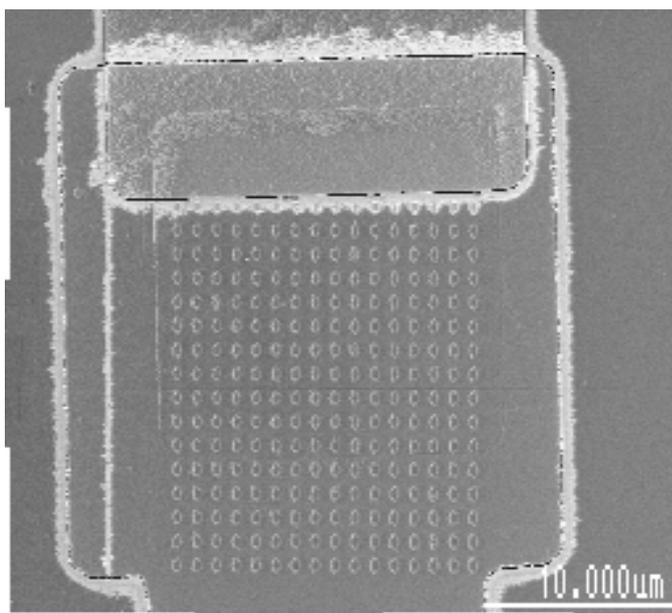


Рис. 4.16. Электронное изображение планарного джозефсоновского контакта с изготовленной на нем прямоугольной решеткой ферромагнитных частиц с размерами 600×400 нм и толщиной 27 нм.

На рисунке 4.17 (а, б) приведены результаты исследования зависимости  $I_c(H)$  для различных состояний намагниченности решетки частиц. В случае, когда большинство частиц массива находится в вихревом состоянии, зависимость  $I_c(H)$  имеет тот же вид, что и для контакта без частиц (рис. 4.17 (а)). Совершенно иная ситуация имеет место,

когда большинство частиц массива намагничены однородно (рис. 4.17 (б)). Во-первых, наблюдается падение максимального критического тока более чем в шесть

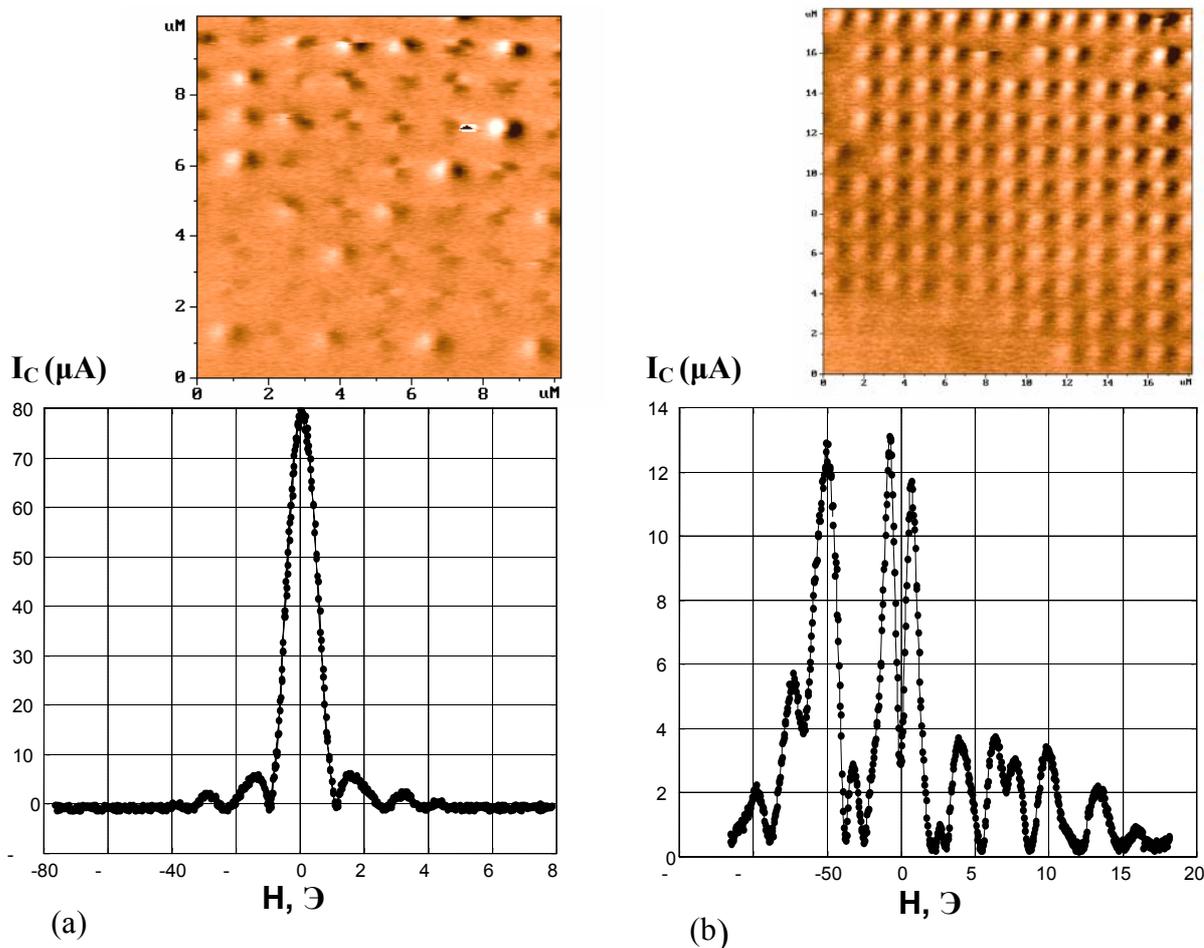


Рис. 4.17. Зависимость критического тока планарного джозефсоновского контакта  $I_c(H)$  для двух различных случаев: (а) большинство частиц находится в вихревом состоянии, (б) большинство частиц намагничено однородно. Сверху – MFM изображения состояний намагниченности решетки частиц.

раз. Отметим, что после размагничивания частиц в вихревое состояние критический ток восстанавливается. Во-вторых, наблюдается существенно немонотонное поведение критического тока при больших значениях поля. Как отмечается в [35], существенное влияние частиц на транспортные свойства планарного джозефсоновского контакта может быть связано с проникновением в верхний электрод абрикосовских вихрей, индуцированных магнитными полями частиц. Управление состояниями намагниченности решетки частиц на контакте осуществлялось при помощи методик, описанных в пункте 4.2 данной главы. Таким образом, показано, что разработанные MCM методики перемагничивания были успешно применены для управления транспортными свойствами джозефсоновских

контактов различной геометрии с изготовленными на них субмикронными ферромагнитными частицами.

#### **4.4. Выводы к главе 4**

Таким образом, основные результаты данной главы настоящей диссертационной работы могут быть сформулированы следующим образом:

Проведены исследования индуцированных зондом магнитно-силового микроскопа процессов перемагничивания субмикронных эллиптических ферромагнитных частиц. Показано, что в частицах Fe-Cr под действием зонда МСМ реализуются переходы между однородными состояниями с противоположным направлением намагниченности. Моделирование МСМ индуцированных переходов на основе численного решения уравнений Ландау-Лифшица-Гильберта показало, что перемагничивание происходит путем сложной неоднородной перестройки распределения намагниченности внутри частицы под действием неоднородного поля зонда МСМ. При помощи МСМ зонда были проведены эксперименты по контролируемому локальному перемагничиванию частиц Fe-Cr.

В эллиптических наночастицах Co наблюдались МСМ индуцированные переходы между однородно намагниченным и одновихревым состояниями намагниченности. Было проведено компьютерное моделирование МСМ индуцированных процессов перемагничивания ферромагнитных наночастиц Co. Оказалось, что при помощи специальных процедур сканирования возможно управление знаком завихренности одновихревого состояния. Были проведены эксперименты по МСМ управлению знаком завихренности одновихревого состояния намагниченности в ферромагнитных наночастицах Co.

Разработанные методики МСМ перемагничивания успешно применялись для управления транспортными свойствами гибридных систем ферромагнетик / сверхпроводник, представляющих собой джозефсоновские контакты различной геометрии с изготовленными на них субмикронными ферромагнитными частицами.

## **Глава 5. МСМ исследования состояний намагниченности в многослойных ферромагнитных частицах**

В данной главе диссертационной работы представлены результаты МСМ исследований субмикронных многослойных ферромагнитных частиц состоящих из несколько слоев ферромагнетика (от двух и более), разделенные прослойками из немагнитного материала. Актуальность исследования таких многослойных ферромагнитных частиц обусловлена целым рядом причин. В настоящее время предпринимаются попытки изготовления магниторезистивных считывающих головок на базе двухслойных ферромагнитных структур [36, 74, 75]. Активно ведутся работы по созданию альтернативных носителей информации (MRAM) [36, 74, 76, 77].

Исследование многослойных ферромагнитных субмикронных частиц с числом ферромагнитных слоев от трех и более обусловлено изучением возможности создания искусственного неколлинеарного распределения намагниченности. Прикладывая магнитное поле перпендикулярно плоскости такого образца возможно получение некопланарных распределений намагниченности. Такие искусственные структуры с некопланарной намагниченностью крайне интересны с точки зрения постановки экспериментов по изучению электронного транспорта. Предпосылкой таких исследований поступила работа [92], где теоретически показано, что в мезоскопическом проводящем кольце, содержащем три магнитных рассеивателя, возникает электрический ток при условии, что магнитные моменты рассеивателей не лежат в одной плоскости. При этом величина тока пропорциональна степени некопланарности магнитных моментов рассеивателей.

Данная глава диссертационной работы посвящена МСМ исследованиям состояний намагниченности двух- и трехслойных ферромагнитных частиц. Особое внимание уделено исследованию процессов перемагничивания двухслойных ферромагнитных частиц под действием магнитного поля МСМ зонда. Рассмотрен вопрос о возможности реализации неколлинеарного распределения магнитных моментов в трехслойных ферромагнитных частицах.

## 5.1 МСМ исследования состояний намагниченности в двухслойных ферромагнитных частицах

Упорядоченные массивы многослойных ферромагнитных субмикронных частиц изготавливались в ИФМ РАН методом электронной литографии с последующей процедурой ионного травления многослойных тонкопленочных структур. Исходная многослойная структура представляла собой два слоя Co, разделенные прослойкой из Si.

В данной работе исследовались многослойные ферромагнитные частицы с Si прослойкой толщиной от 3 нм и более. При выборе меньшей толщины наблюдались трудно интерпретируемые состояния намагниченности (рис. 5.1.). На данном рисунке приведены МСМ изображения двухслойных эллиптических ферромагнитных частиц размером  $400 \times 250$  нм, толщина каждого Co слоя 15 нм, толщина Si прослойки 2 нм. Для того чтобы исключить паразитное влияние магнитного поля МСМ зонда на состояния намагниченности частиц исследования проводились с помощью неконтактной *constant height* МСМ методики. Непосредственно перед этими

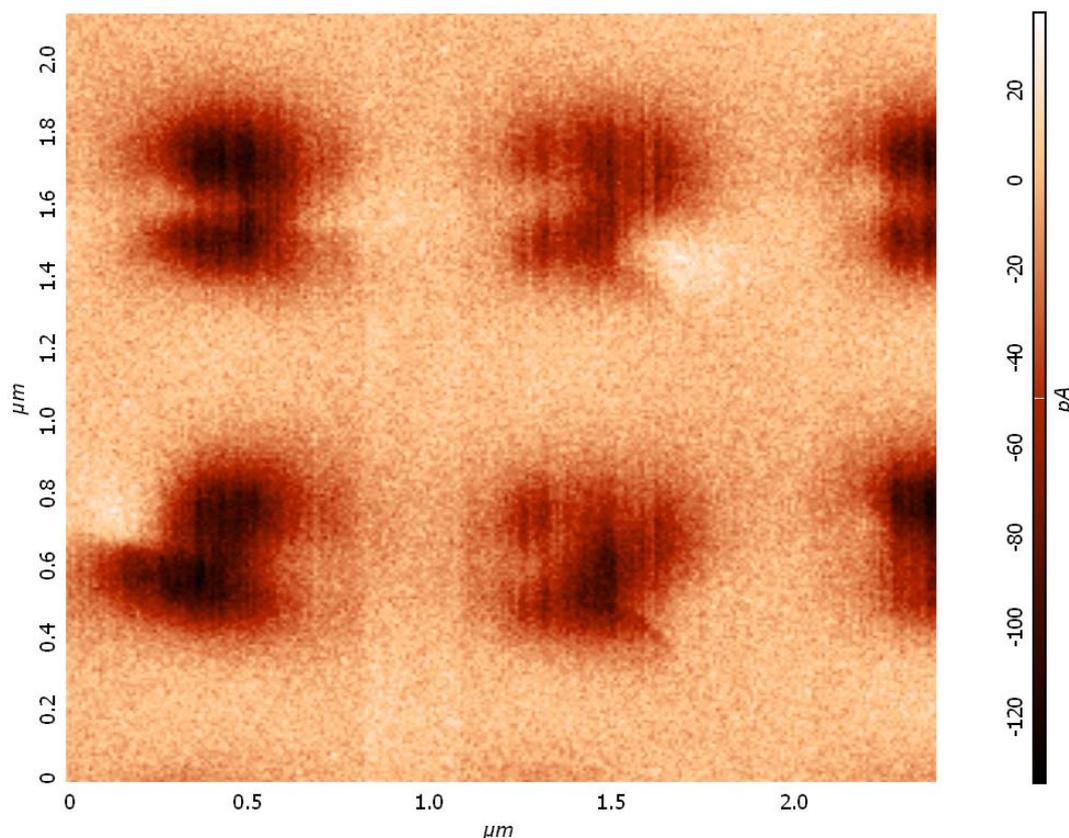


Рис. 5.1. МСМ изображение двухслойных ферромагнитных частиц размером  $400 \times 250$  нм. Толщина каждого Co слоя 15 нм, толщина Si прослойки 2 нм.

измерениями намагничивание образца во внешних магнитных полях не проводилось. Однако намагничивание данного образца вдоль длинной или короткой оси частиц несколько не упрощало регистрируемых МСМ изображений. Это может быть связано, во-первых, с нарушением сплошности диэлектрической прослойки при ее толщине менее 3 нм, что приводит к локальной обменной связи между ферромагнитными слоями. Другая причина может заключаться в шероховатости немагнитной прослойки между двумя ферромагнитными слоями. Наличие шероховатой прослойки может привести к так называемому магнитостатическому “orange-peel” (апельсиновая корка) взаимодействию [138, 139, 140], которое в свою очередь может привести к сложной конфигурации намагниченности в ферромагнитных слоях.

Увеличение толщины кремниевой прослойки до 3 нм при сохранении латеральных размеров частиц и толщин Со слоев привело к получению более простых для интерпретации МСМ изображений

На рисунке 5.2. показано МСМ изображение двухслойных ферромагнитных частиц Со с размерами 400×250 нм (толщина Со слоев 15 нм, толщина Si кремниевой прослойки 3 нм), данное изображение получено при помощи однопроходной МСМ на расстоянии зонд - верхняя грань частицы 60 нм. Аналогично предыдущему случаю, предварительное намагничивание образца не проводилось. Как хорошо видно из приведенного МСМ изображения все частицы обладают ярко выраженным, характерным для однородно намагниченного состояния, МСМ откликом, отличающимся только амплитудой контраста. Причем амплитуда контраста отличается приблизительно в два раза. Отметим также, что меньший по амплитуде МСМ отклик обладает также меньшими латеральными размерами при одинаковых геометрических размерах изготовленных частиц.

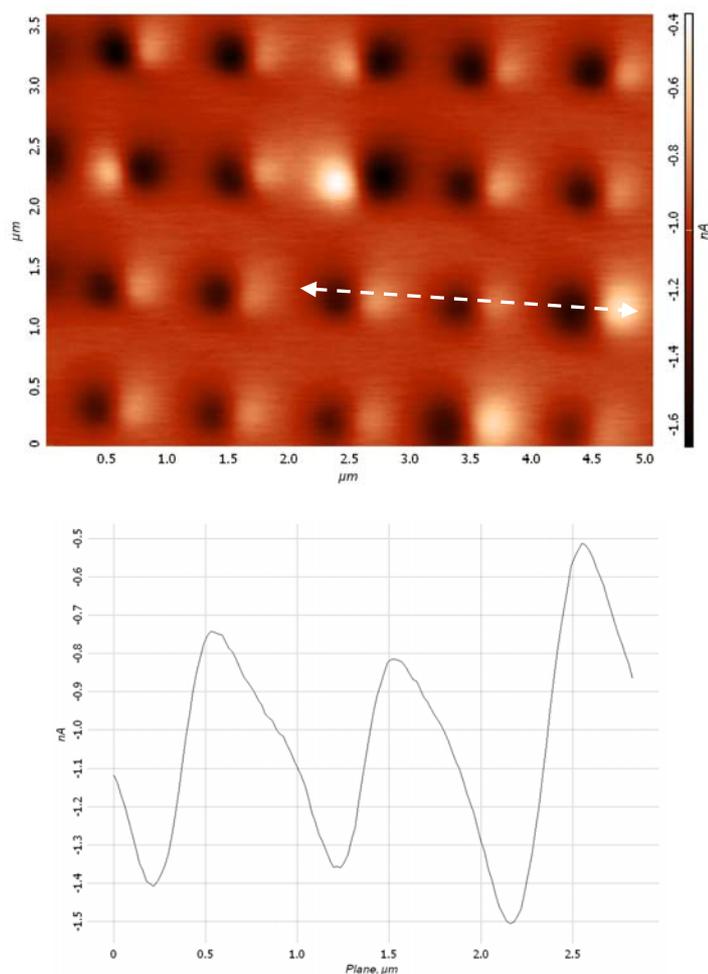


Рис. 5.2. MFM изображение двухслойных ферромагнитных частиц размером  $400 \times 250$  нм, толщина каждого Co слоя 15 нм, толщина Si прослойки 3 нм (сверху). Поперечное сечение, показанное на MFM изображении белой линией (снизу).

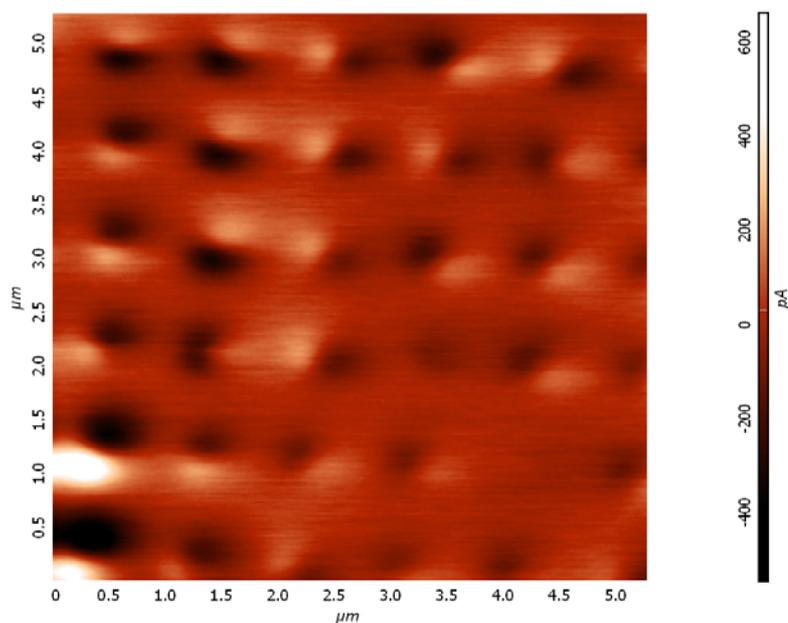


Рис. 5.3. MFM изображение двухслойных субмикронных дисков диаметром 300 нм. Толщина каждого Co слоя 15 нм, толщина Si прослойки 3 нм.

Как показали наши предыдущие исследования [57, 59] и проведенное микромагнитное моделирование при помощи программного пакета NIST [133] для  $\text{Co}$  однослойных частиц с латеральными размерами  $400 \times 250$  нм и толщиной 15 нм характерно однородное распределение намагниченности, направление вектора которой совпадает с длинной осью частицы. Как показали расчеты, проведенные группой математического моделирования ИФМ РАН, основное состояние ферромагнитной частицы в двухслойной системе не отличается от состояния намагниченности однослойной частицы с такими же геометрическими размерами и толщиной.

Наблюдаемую на рисунке 5.2 картину можно интерпретировать следующим образом. МСМ образ с меньшей амплитудой соответствует антиферромагнитной упорядоченности магнитных моментов в  $\text{Co}$  слоях (вектора магнитных моментов в соседних  $\text{Co}$  слоях направлены в противоположные стороны -  $\uparrow\downarrow$ ), отклик же с большей амплитудой свидетельствует о ферромагнитной упорядоченности магнитных моментов (вектора магнитных моментов в соседних  $\text{Co}$  слоях сонаправлены -  $\uparrow\uparrow$ ). При этом направление магнитных моментов параллельно длинной оси частиц (горизонтальная ось на рисунке). Данное предположение о наличии  $\uparrow\downarrow$  и  $\uparrow\uparrow$  конфигурации магнитных моментов неплохо согласуется и с результатами МСМ измерений, показанными на рисунке 5.3. На данном рисунке приведено МСМ изображение круглых двухслойных субмикронных дисков диаметром 300 нм с теми же толщинами  $\text{Co}$  и  $\text{Si}$  слоев. В этом случае уже не наблюдается упорядочения магнитных моментов, что связано с отсутствием анизотропии формы частиц.

МСМ исследования двухслойных субмикронных ферромагнитных частиц были проведены авторами работ [89, 90], однако из-за небольшой толщины ферромагнитных слоев отклик  $\uparrow\downarrow$  конфигурации был трудно различимым на фоне топографического вклада в МСМ изображение.

Для проверки вышеприведенной интерпретации результатов МСМ исследований двухслойных ферромагнитных субмикронных частиц были проведены теоретические расчеты МСМ отклика от таких структур и его зависимость от высоты прохода МСМ зонда для  $\uparrow\uparrow$  и  $\uparrow\downarrow$  конфигурации (рис. 5.4).

Каждый ферромагнитный слой частицы разбивается на конечное число элементов, каждый из которых обладает элементарным вектором намагниченности. МСМ зонд в расчетах аппроксимировался одиночным диполем, направленным перпендикулярно плоскости образца. Во время вычислений не учитывалось влияние МСМ зонда на распределение намагниченности в частице и наоборот. При сканировании на выбранной высоте прохода МСМ зонда над частицей регистрировался сдвиг фазы:

$$\Delta\varphi = -\frac{Q}{k} \frac{\partial F_z}{\partial z} \quad (5.1)$$

Где  $Q$  – добротность МСМ кантилевера,  $k$  его жесткость,  $\frac{\partial F_z}{\partial z}$  – производная  $Z$  компоненты силы взаимодействия между МСМ зондом и образцом.

Результаты моделирования МСМ изображений круглых двухслойных ферромагнитных дисков диаметром 300 нм (толщина  $\text{Co}$  слоев 15 нм,  $\text{Si}$  прослойка 3 нм, высота прохода МСМ зонда 50 нм над верхней гранью частицы) приведены на рисунке 5.4. Как хорошо видно из рисунка, МСМ отклик ферромагнитной конфигурации магнитных моментов обладает большей амплитудой сигнала по сравнению с откликом антиферромагнитной конфигурации.

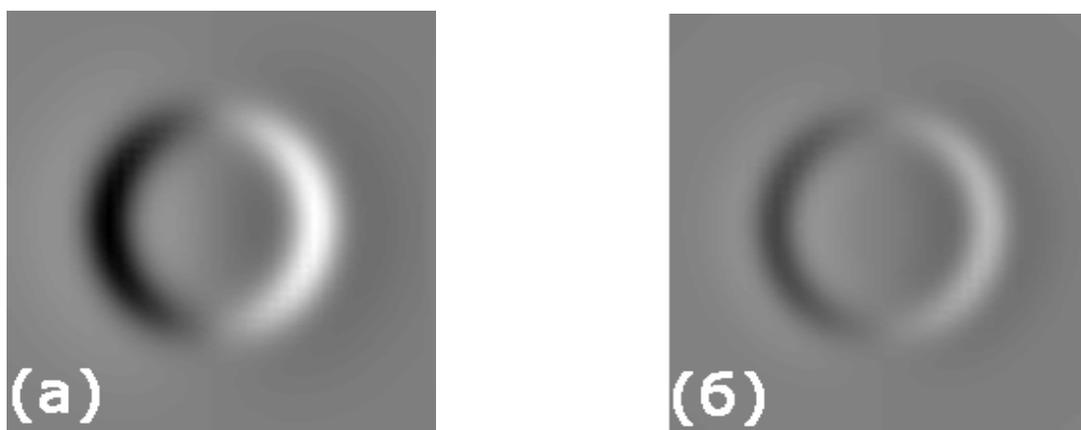


Рис. 5.4. Теоретически рассчитанные МСМ изображения двухслойной частицы  $\text{Co}$  (а) - направление магнитных моментов в слоях совпадают; (б) – магнитные моменты направлены противоположно. (Диаметр частицы 300 нм, толщина слоев  $\text{Co}$  15 нм, толщина прослойки 3 нм, высота прохода МСМ зонда над верхней гранью частицы 50 нм).

Отметим еще один момент, при МСМ моделировании вектор намагниченности верхнего слоя был ориентирован слева направо как в случае ферромагнитной конфигурации, так и в случае антиферромагнитной конфигурации. Эти случаи отличались только направлением вектора намагниченности нижней частицы. На рисунке 5.4 расчетные МСМ изображения имеют одинаковую симметрию и отличаются только по амплитуде контраста. Следовательно, вид МСМ контраста в двухслойной системе определяется верхним ферромагнитным слоем, что дает возможность судить о направлении вектора намагниченности нижнего ферромагнитного слоя при антиферромагнитной конфигурации намагниченности.

Проведенные расчеты МСМ изображений для разных высот прохода зонда позволили построить зависимости величины МСМ отклика  $\uparrow\uparrow$  и  $\uparrow\downarrow$  конфигурации магнитных моментов от расстояния зонд-образец (рис. 5.5 и 5.6). Как видно из графиков, при небольших высотах сканирования МСМ отклик от разных конфигураций практически одинаков. Этот факт объясняется тем, что в данном случае доминирующий вклад в отклик дает верхний ферромагнитный слой. При увеличении высоты прохода МСМ зонда над поверхностью образца соотношение между  $\uparrow\uparrow$  и  $\uparrow\downarrow$  МСМ откликом растет и достигает значения 2 при высоте прохода МСМ зонда над верхней гранью частицы 60 нм. Это достаточно хорошо согласуется со значением параметров сканирования, при которых получено МСМ изображение, приведенное на рисунке 2.

Таким образом, экспериментально показано, что в двухслойных эллиптических частицах с размерами  $400 \times 250$  нм и дисках диаметром 300 нм (толщина каждого Со слоя 15 нм, толщина Si прослойки 3 нм) возможна реализация как антиферромагнитно упорядоченной, так и ферромагнитно упорядоченной конфигурации магнитных моментов в ферромагнитных слоях.

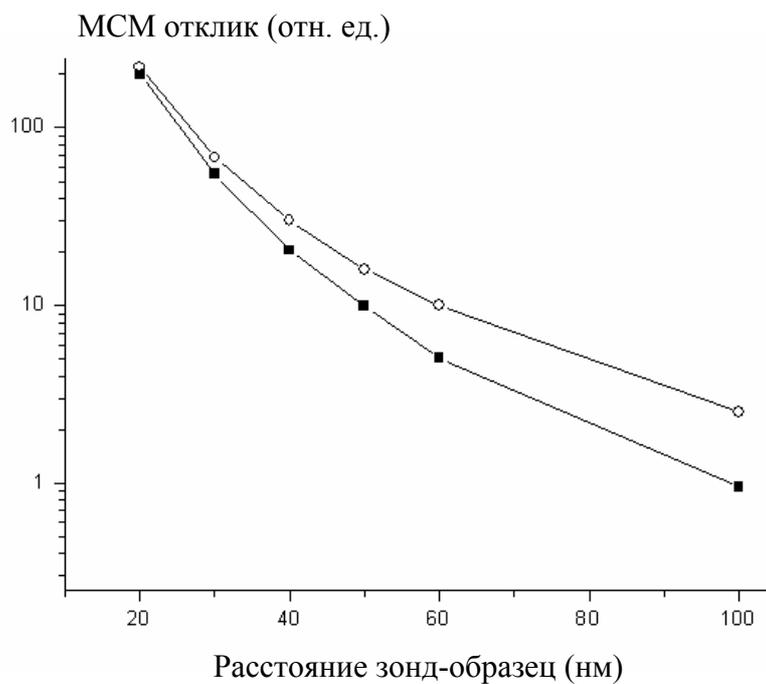


Рис. 5.5. МСМ отклик  $\uparrow\uparrow$  (показан кружками) и  $\uparrow\downarrow$  (показан квадратами) конфигурации в зависимости от высоты прохода зонда над верхней гранью частиц. Кривые представлены в логарифмическом масштабе.

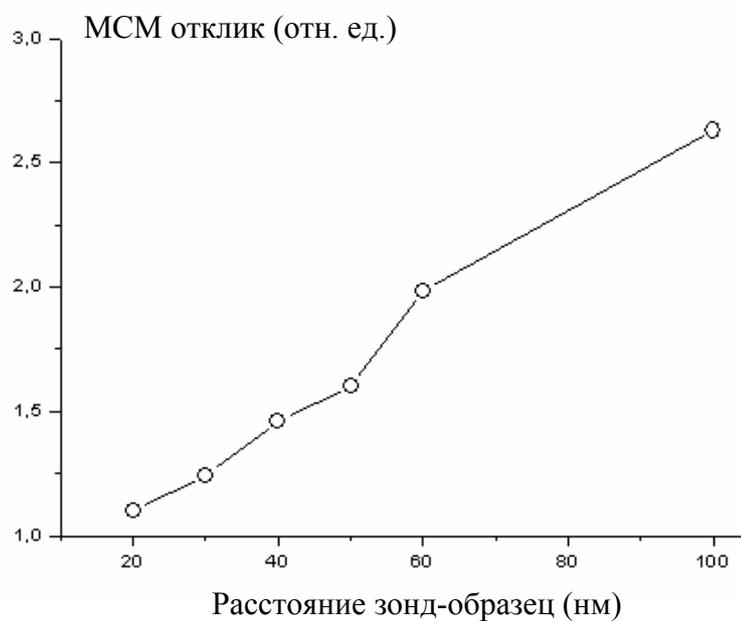


Рис. 5.6. Отношение величины  $\uparrow\uparrow$  МСМ отклика к величине  $\uparrow\downarrow$  МСМ отклика в зависимости от высоты прохода зонда.

## 5.2. Наблюдение индуцированных зондом МСМ эффектов перемагничивания в двухслойных ферромагнитных субмикронных частицах

Все вышеприведенные МСМ изображения получены при помощи зондов с достаточно низким магнитным моментом, толщина  $\text{Co}$  покрытия на зонде составляла 10-20 нм. Специально для исследования эффектов перемагничивания в ИФМ РАН методом магнетронного напыления были изготовлены МСМ зонды с толщиной магнитного покрытия порядка 40-50 нм.

В качестве объекта для перемагничивания был выбран массив двухслойных эллиптических ферромагнитных частиц с латеральными размерами  $400 \times 250$  нм. Толщина слоев  $\text{Co}$  составляла 15 нм, толщина  $\text{Si}$  прослойки - 3 нм. Выбор эллиптических частиц обусловлен тем, что из-за анизотропии формы вектор магнитного момента каждого однородно намагниченного слоя должен быть параллелен длинной оси эллипса, что упрощает интерпретацию результатов перемагничивания.

Исследования, проведенные в неконтактной однопроходной МСМ моде с использованием зондов с большим собственным магнитным моментом показали, что процесс сканирования сопровождается эффектами, связанными с индуцированными магнитным полем МСМ зонда перемагничиванием частиц (рис. 5.7). Направление сканирования на данном кадре совпадало с вертикальной осью. Ухудшение качества данного изображения по сравнению с предыдущими МСМ изображениями связано с большим количеством магнитного материала на МСМ зонде и как следствие с понижением его латерального разрешения.

На приведенном МСМ изображении наблюдаются два типа индуцированных зондом МСМ переходов между различными состояниями намагниченности. Один из таких переходов (метка 1 на рис. 5.7 (а, б)) сопровождается понижением контраста МСМ отклика и является переходом из  $\uparrow\uparrow$  в  $\uparrow\downarrow$  конфигурацию. Второй тип перемагничивания (метка 2 на рис. 5.7 (а, б)) сопровождается только инвертированием МСМ отклика и связан с одновременным изменением направления магнитных моментов в  $\uparrow\downarrow$  конфигурации. Амплитуда МСМ отклика при таком переходе остается постоянной.

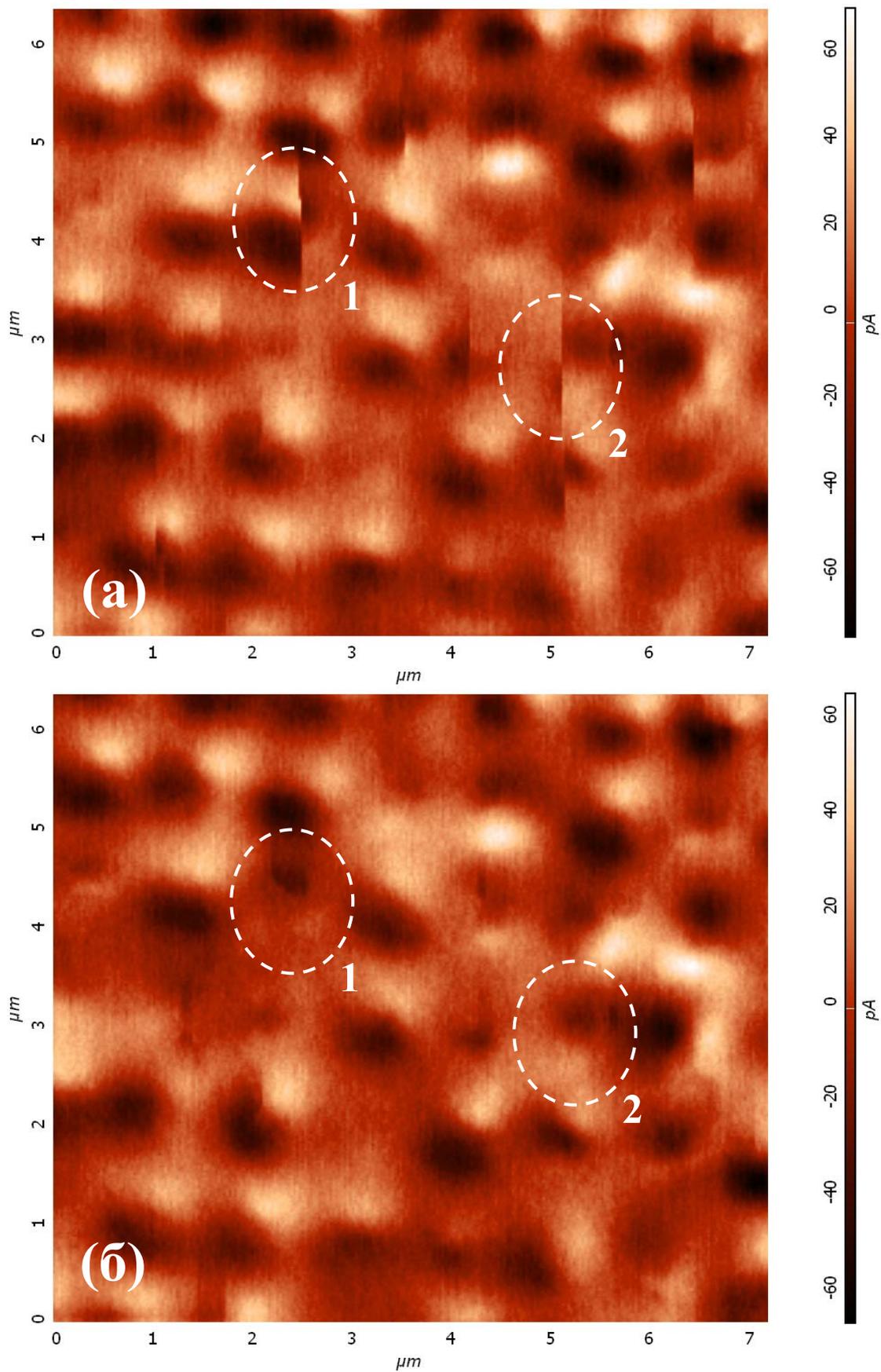


Рис. 5.7. Последовательные МСМ изображения массива двухслойных ферромагнитных частиц. Изображения получены при помощи МСМ зонда с большим магнитным моментом. Использовалась неконтактная МСМ, высота прохода – 60 нм (а), 80 нм (б).

Были проведены эксперименты по контролируемому перемагничиванию двухслойных частиц при помощи МСМ зонда. Непосредственно перед экспериментами массив был намагничен в магнитном поле 10 кГс вдоль длинной оси частиц. Оказалось, что после такого намагничивания около 90% частиц находятся в  $\uparrow\uparrow$  конфигурации. Для проведения экспериментов по перемагничиванию зондом МСМ был выбран участок массива с частицами в  $\uparrow\uparrow$  состоянии (рис. 5.8 (а)).

Центральная частица на выбранном участке массива была переведена из  $\uparrow\uparrow$  в  $\uparrow\downarrow$  состояние при помощи МСМ зонда. Данный переход был осуществлен посредством сканирования на высоте 5-10 нм белого (одноименного с полюсом МСМ зонда) магнитного полюса частицы. Сканирование частицы проводилось строго до регистрации факта переключения между магнитными состояниями. Затем зонд отводился на расстояние 50 нм от поверхности образца и выбранный участок массива частиц был повторно просканирован (рис. 5.8 (б)).

При аналогичном МСМ воздействии на частицу  $\uparrow\downarrow$  в состоянии намагниченности наблюдалось инвертирование МСМ отклика без изменения его амплитуды. Это свидетельствует об одновременном перемагничивании верхнего и нижнего ферромагнитного слоев (рис. 5.9). В этом случае, при МСМ сканировании двухслойной частицы происходит перемагничивание ближнего к зонду верхнего ферромагнитного слоя, так как влияние на него максимально. В свою очередь, из-за магнитостатического взаимодействия между ферромагнитными слоями нижний слой также изменяет направление вектора намагниченности на противоположное вслед за верхним.

В случае если МСМ зонд обладает очень большими магнитными полями рассеяния, достаточными для эффективного влияния на оба ферромагнитных слоя двухслойной частице одновременно, то, в принципе, возможна реализация переходов из  $\uparrow\downarrow$  в  $\uparrow\uparrow$  конфигурацию. Для этого необходимо, чтобы магнитные поля рассеяния зонда превосходили магнитостатическое взаимодействие между слоями. Однако на практике такие процессы не наблюдались.

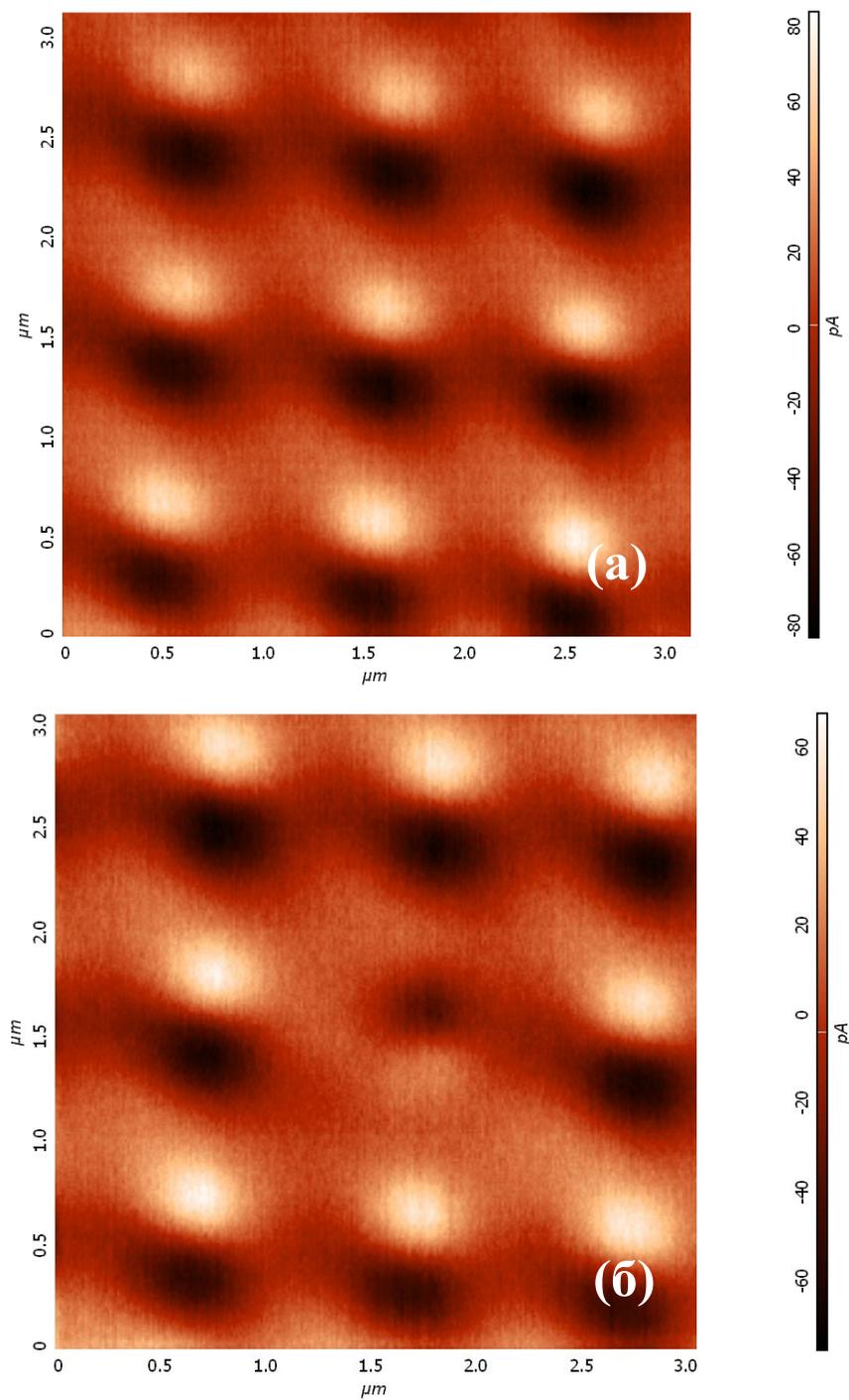


Рис. 5.8. Начальное состояние (а) и результат процедуры перемагничивания зондом МСМ центральной частицы (б).

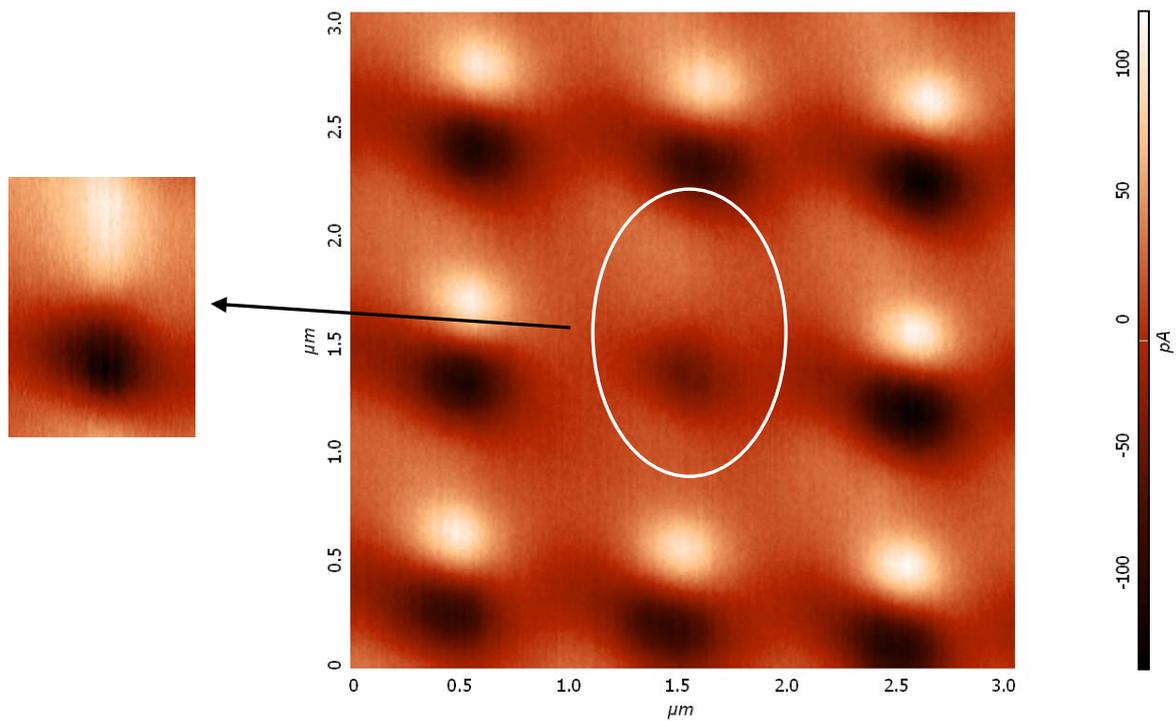


Рис. 5.9. Результат переориентирования  $\uparrow\downarrow$  конфигурации при помощи МСМ зонда. На маленьком рисунке слева отдельно показана перемангниченная частица

### 5.3. Диаграмма магнитных состояний трехслойных субмикронных ферромагнитных частиц

Во второй части главы приводятся результаты МСМ исследований трехслойных субмикронных ферромагнитных частиц. Целью данных исследований было экспериментальное наблюдение неколлинеарного распределения магнитных моментов в таких структурах. Трехслойные ферромагнитные частицы представляют собой три слоя ферромагнитного материала, разделенные немагнитными прослойками. Состояние намагниченности такой трехслойной системы будет определяться минимумом магнитостатической энергии взаимодействия между ферромагнитными слоями. Рассмотрены условия, при которых в такой системе могут реализовываться неколлинеарные состояния.

Для двух соседних однородно намагниченных ферромагнитных слоев энергия взаимодействия записывается в виде:

$$E = - \vec{M}_1 \cdot \vec{H}_2 \quad (5.2)$$

где  $\vec{M}_1$  - магнитный момент первого слоя Co,  $\vec{H}_2$  - средняя напряженность магнитного поля, создаваемого вторым слоем Co в объеме первого. Очевидно, что энергия магнитостатического взаимодействия между соседними слоями существенно зависит от их диаметра, толщины и расстояния между ними. В качестве примера, на рис. 5.10 показана рассчитанная численно зависимость  $H_2$  от расстояния между центрами слоев  $d$  в двухслойной частице диаметром 300 нм и толщиной слоев 20 нм. Подробно расчет магнитного поля, создаваемого однородно намагниченной частицей проведен в работе [91].

При выборе параметров структуры необходимо принимать во внимание наличие критических размеров (диаметра и толщины) ферромагнитного диска, при превышении которых его магнитное состояние перестает быть однородным [39, 40]. В свою очередь уменьшение диаметра и толщины приводит к уменьшению магнитостатического взаимодействия между соседними ферромагнитными слоями. В реальной ситуации помимо магнитостатики остаточное состояние намагниченности определяется также магнитокристаллической анизотропией, препятствующей отклонению магнитного момента однородно намагниченной частицы от легкой оси

намагничивания. При уменьшении магнитостатического взаимодействия между слоями этот фактор начинают существенно влиять на формируемое остаточное состояние намагниченности трехслойной ферромагнитной частицы, препятствуя образованию спирального распределения магнитных моментов.

Анизотропия формы частицы также влияет на остаточное состояние. Очевидно, что в случае, например, эллиптической частицы при большом аспектном соотношении полуосей неколлинеарное распределение невозможно в принципе, поэтому в данной работе исследовались частицы в виде круглых дисков, где анизотропия формы отсутствует.

Существенным параметром, определяющим остаточное состояние трехслойной ферромагнитной частицы, является толщина прослойки между ферромагнитными слоями. Магнитостатическая энергия (5.2) существенно зависит от расстояния между частицами. Но в тоже время, при выборе тонких прослоек есть опасность столкнуться с нарушением сплошности буферного слоя, что может привести к локальной обменной связи между ферромагнитными слоями и, как следствие, к достаточно сложным распределениям намагниченности.

Расчеты показывают, что в латерально ограниченных структурах, представляющих собой субмикронные круглые диски, состоящий из трех ферромагнитных слоев, разделенных диэлектрическими прослойками возможна реализация различных состояний намагниченности в зависимости от параметров рассматриваемой системы (расчеты проводились Д.С.Никитушкиным, [91]). В данных расчетах предполагалось, что магнитная кристаллографическая анизотропия в частицах отсутствует.

В частице, состоящей из трех ферромагнитных слоев, энергия магнитостатического взаимодействия между ними записывается следующим образом:

$$E = E_{21} \cos \vartheta_1 + E_{32} \cos(\vartheta_2 - \vartheta_1) + E_{31} \cos \vartheta_2 \quad (5.3)$$

Здесь  $E_{ij}$  - энергия магнитостатического взаимодействия между  $i$ -и  $j$ -м слоями в случае, когда магнитный момент в слоях направлен в одну сторону;  $\vartheta_1$  - угол между магнитными моментами первого и второго слоев,  $\vartheta_2$  - первого и третьего ферромагнитных слоев (рис. 5.11). Значения энергий  $E_{ij}$  зависят от диаметра частицы, толщины слоев  $S_0$  и толщины прослоек между ними.

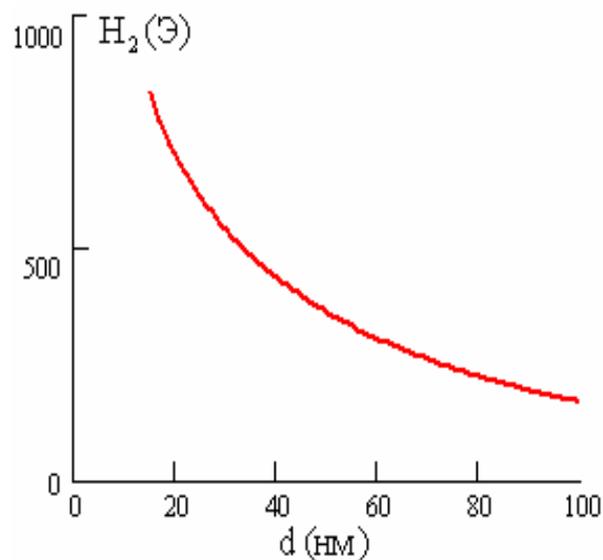


Рис. 5.10. Зависимость средней напряженности магнитного поля, создаваемого одним слоем  $\text{Co}$  в объеме другого, от расстояния между центрами слоев. Диаметр двухслойной частицы 300 нм, толщина слоев  $\text{Co}$  20 нм.

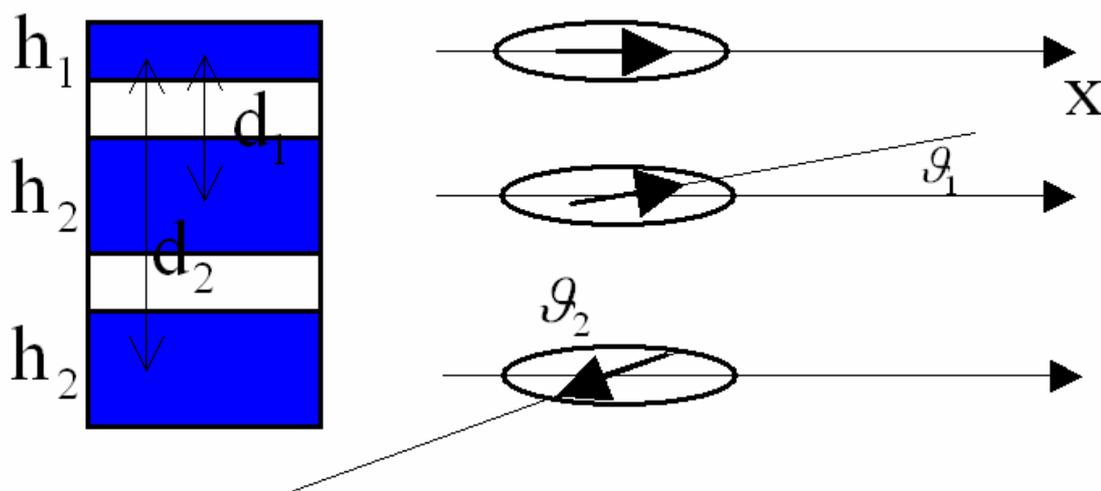


Рис. 5.11. Схематическое изображение трехслойного ферромагнитного диска.

Диаграмма состояний намагниченности для трехслойной частицы при фиксированном значении  $E_{23}$  показана на рисунке 5.12. В зависимости от соотношения энергий взаимодействия, между слоями могут реализовываться либо коллинеарные состояния, когда углы между направлениями намагниченности в частицах равны 0 или  $\pi$  (области 1, 2 и 3), либо неколлинеарные состояния, когда намагниченности в слоях направлены под углом друг к другу (область 4). Линии, разделяющие области с различными состояниями на диаграмме 5.12 определяются следующими уравнениями:

$$E_{13} = \frac{E_{12}E_{23}}{E_{12} - E_{23}}; \quad E_{13} = -\frac{E_{12}E_{23}}{E_{12} - E_{23}}; \quad E_{13} = \frac{E_{12}E_{23}}{E_{12} + E_{23}} \quad (5.4)$$

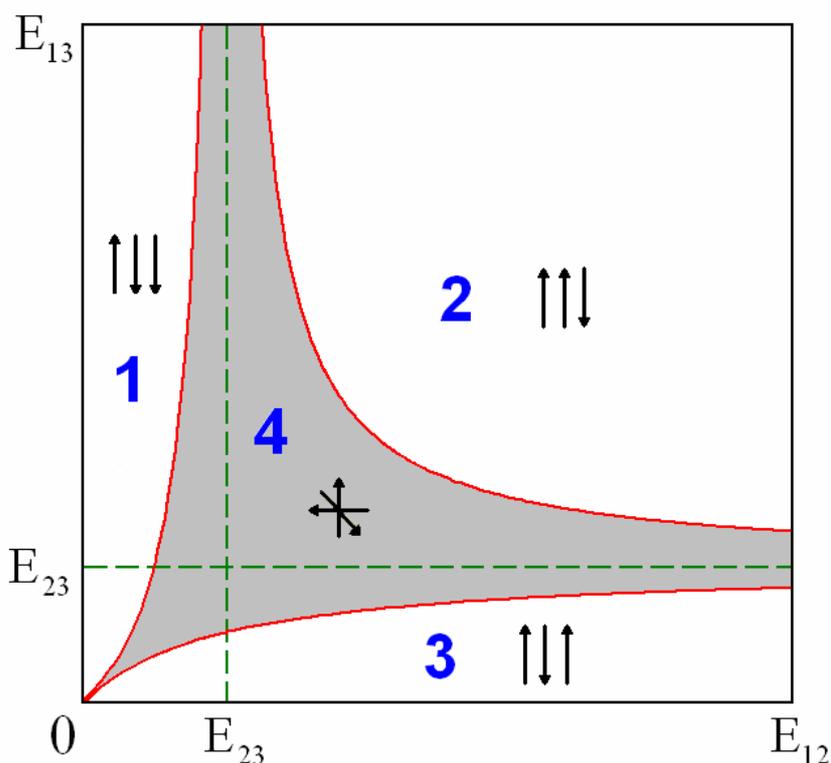


Рис. 5.12. Диаграмма состояний трехслойных субмикронных ферромагнитных дисков.

В неколлинеарном (область 4) состоянии углы  $\vartheta_1$  и  $\vartheta_2$  определяются выражениями (5.5). Как показали расчеты, в точке пересечения асимптот (при  $E_{12} = E_{23} = E_{13}$ )  $\vartheta_1 = 120^\circ$  и  $\vartheta_2 = 240^\circ$ . Кроме того, неколлинеарное состояние

$$\cos \vartheta_1 = \frac{E_{23}^2 E_{31}^2 - E_{21}^2 E_{23}^2 - E_{31}^2 E_{21}^2}{2E_{21}^2 E_{23} E_{31}} \quad (5.5)$$

$$\cos \vartheta_2 = \frac{E_{23}^2 E_{21}^2 - E_{21}^2 E_{31}^2 - E_{31}^2 E_{23}^2}{2E_{31}^2 E_{23} E_{21}}$$

намагниченности при таких параметрах является наиболее устойчивым, т.е. разница энергий этого неколлинеарного состояния и ближайшего по энергии коллинеарного состояния максимальна [91].

#### 5.4 Моделирование МСМ изображений трехслойных ферромагнитных частиц с коллинеарным и неколлинеарным состоянием намагниченности

Равенство магнитостатических энергий взаимодействия между ферромагнитными слоями в трехслойной частице достигается при условии более тонкого среднего слоя по отношению к верхнему и нижнему. Такое соотношение толщин слоев крайне неудобно для МСМ исследований трехслойных структур, так как МСМ отклик будет определяться по большей части вкладом наиболее близкого к зонду верхнего слоя. В этом случае МСМ изображение спиральной структуры намагниченности практически не отличается от МСМ изображения коллинеарного распределения в трехслойной частице. На рисунке 5.13 приведены теоретически рассчитанные МСМ изображения спиральной ( $\theta_1 = 120^\circ$ ,  $\theta_2 = 240^\circ$ ) и коллинеарной ( $\theta_1 = 0^\circ$ ,  $\theta_2 = 0^\circ$ ) конфигурации намагниченности трехслойного ферромагнитного диска диаметром 300 нм (толщины Co слоев: нижний и верхний - 16 нм / средний - 11 нм, толщина кремниевой прослойки - 5 нм). Такая конфигурация толщин Co слоев и Si прослоек была выбрана из условия выполнения равенства энергий взаимодействия между слоями  $E_{12} = E_{23} = E_{13}$ . Как показали расчеты, амплитуда МСМ отклика коллинеарного распределения больше приблизительно в три раза больше величины отклика от спирального распределения при

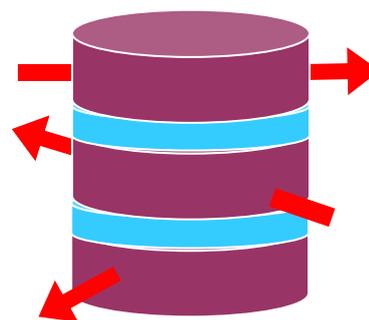
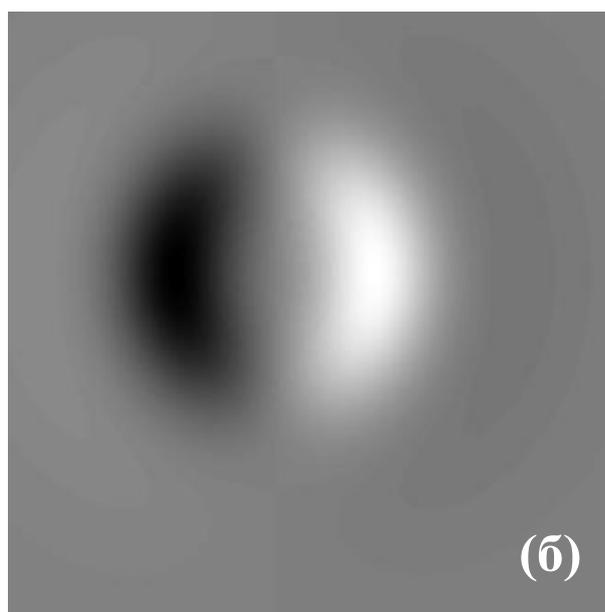
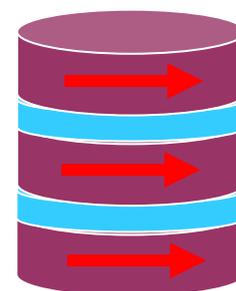
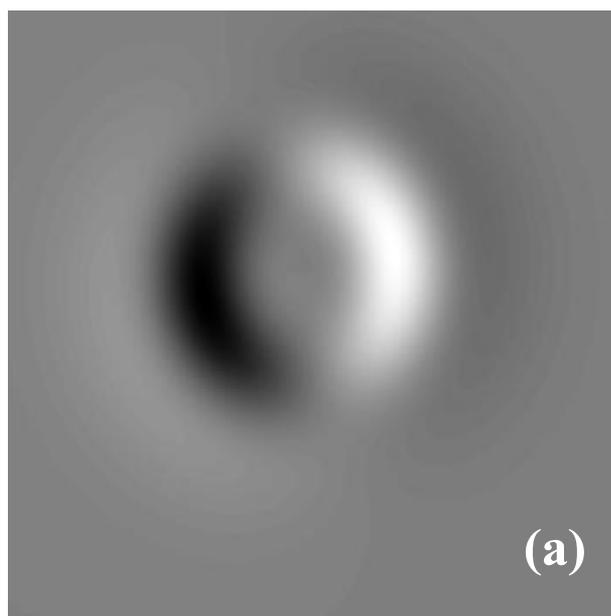


Рис. 5.13. Теоретически рассчитанное МСМ изображение трехслойной частицы в коллинеарном  $\theta_1 = 0^0$ ,  $\theta_2 = 0^0$  (а) и спиральном неколлинеарном состоянии  $\theta_1 = 120^0$ ,  $\theta_2 = 240^0$  (б). Диаметр частицы 300 нм, толщина Со слоев 16/11/16 нм, толщина прослойки 5 нм, высота сканирования 70 нм. Величина МСМ отклика коллинеарного состояния (а) превышает величину спирального МСМ отклика (б) в три раза.

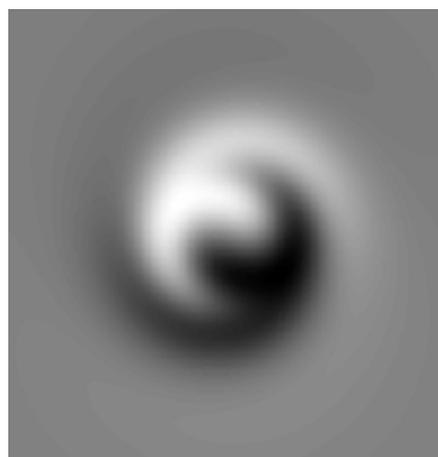
Справа – схематическое изображение конфигурации векторов намагниченности в ферромагнитных слоях трехслойных дисков. Направление вектора намагниченности в верхнем Со слое совпадает в обоих случаях.

одной и той же высоте прохода зонда над частицами ( $h = 70$  нм). При этом оба МСМ изображения обладают одинаковой симметрией.

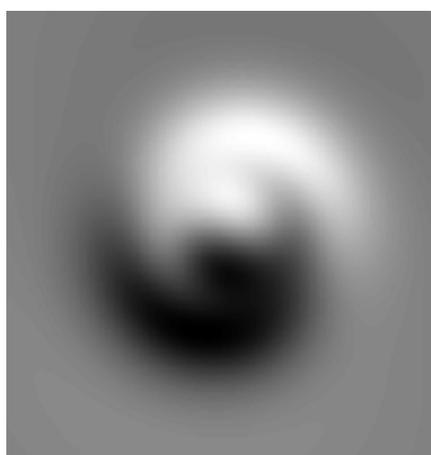
Результаты совместных с группой математического моделирования ИФМ РАН расчетов конфигураций намагниченности трехслойных ферромагнитных субмикронных частиц позволили выбрать несколько вариантов толщин ферромагнитных и буферных слоев, при которых углы между векторами намагниченности ферромагнитных слоев близки к  $120^0$  и МСМ изображения частиц обладают рядом особенностей по сравнению с приведенными на рис. 5.13 [91]. При толщине  $Co$  слоев 20/15/11 нм (верхний - 11 нм, нижний - 20 нм) и толщине буферных  $Si$  слоев - 5 нм (№ 1) углы между векторами намагниченности составляют  $\vartheta_1 = 110^\circ$  и  $\vartheta_2 = 255^\circ$ . Похожая ситуация наблюдается в случаях [№ 2,  $Co - 16$  (нижний) /11/8 (верхний) нм,  $Si - 3$  нм] и [№ 3,  $Co - 16$  (нижний) /11/8 (верхний) нм,  $Si - 5$  нм]. В случае № 2 углы между векторами намагниченности равны ( $\vartheta_1 = 115^\circ$  и  $\vartheta_2 = 260^\circ$ ) и № 3 ( $\vartheta_1 = 120^\circ$  и  $\vartheta_2 = 250^\circ$ ). При этом самый тонкий ферромагнитный слой должен быть верхним, то есть находиться ближе двух других к МСМ зонду во время сканирования.

Оказалось, что рассчитанные МСМ образы трехслойных ферромагнитных частиц с вариантами толщин №1, №2 и №3 обладают близкой к друг другу симметрией. Характерные МСМ изображения трехслойного ферромагнитного диска диаметром 300 нм (толщина  $Co$  слоев 16/11/8 нм, толщина буферных  $Si$  слоев 5 нм), рассчитанные на различной высоте прохода зонда над поверхностью образца, показаны на рисунке 5.14.

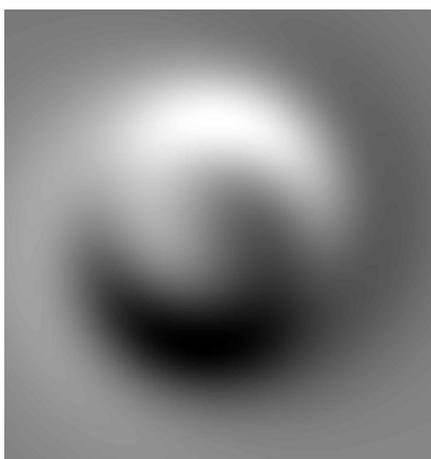
Амплитуда МСМ отклика на одной и той же высоте прохода МСМ зонда для случая спирального распределения в трехслойной ферромагнитной частице с толщинами ферромагнитных слоев 16/11/16 нм приблизительно в пять раз превосходит величину МСМ отклика спиральной структуры с частице с толщинами  $Co$  слоев 8/11/16 нм при одинаковой толщине прослойки 5 нм. Симметрия МСМ образов для этих двух случаев тоже существенно отличается. Более того, вид МСМ отклика неколлинеарного состояния намагниченности при толщинах ферромагнитных слоев 8/11/16 нм существенно зависит от высоты прохода зонда над поверхностью образца (рис. 5.14). В частности, как и в случае двухслойных частиц, на малых высотах сканирования МСМ изображение будет определяться по большей части взаимодействием с верхним



***$h=30\text{ nm}$***



***$h=70\text{ nm}$***



***$h=120\text{ nm}$***

Рис. 5.14. Теоретически рассчитанные MFM изображения спирального распределения намагниченности в трехслойном ферромагнитном диске (диаметр 300 нм, Co слои 16/11/8 нм, прослойка Si 5 нм). Изображения рассчитаны при различных высотах прохода MFM зонда над поверхностью диска.

ферромагнитным слоем. При увеличении высоты сканирования вклады от всех трех ферромагнитных слоев становятся сравнимы, при этом наблюдается падение общего уровня МСМ сигнала. Таким образом, при экспериментальных МСМ исследованиях неколлинеарных состояний в трехслойных ферромагнитных частицах необходимо выбирать такие параметры сканирования, при которых МСМ сигналы от каждого из слоев будут примерно одного порядка.

## **5.5 Экспериментальные МСМ исследования трехслойных ферромагнитных частиц**

Трехслойные ферромагнитные диски диаметром 300 нм были изготовлены в ИФМ РАН методом электронной литографии с последующей процедурой ионного травления. Было изготовлено три образца со следующими толщинами ферромагнитных и буферных прослоек № 1 [Co - 20/15/11 нм, Si – 5 нм], № 2 [Co - 16/11/8 нм, Si – 3 нм] и № 3 [Co - 16/11/8 нм, Si – 5 нм]. У всех изготовленных частиц нижний ферромагнитный слой был самым толстым, верхний – самый тонкий. Тем самым достигался необходимый баланс взаимодействия между МСМ зондом и каждым ферромагнитным слоем во время сканирования.

МСМ изображения образца №1 приведены на рисунке 5.15. Намагничивание образца перед измерениями не проводилось. Было обнаружено, что только около пяти процентов частиц из массива демонстрируют МСМ контраст близкий к искомому МСМ отклику спирального распределения намагниченности. Остальные 95% процентов частиц демонстрировали МСМ образы близкие к приведенным на рисунке 5.13, что говорит о коллинеарном распределении магнитных моментов в таких частицах. Отметим, что МСМ изображения частиц не симметричны, белые и черные полюса отличаются по интенсивности. На рисунке 5.15 хорошо видно, что темные полюса имеют большую амплитуду. Подобные эффекты на МСМ изображениях различных ферромагнитных структур наблюдались авторами работ [49, 63]. Одна из причин наблюдаемых эффектов может быть связана, например, с электростатическим взаимодействием между зондом и образцом. Другая причина может заключаться в особенностях взаимодействия МСМ зонда и образца в зависимости от типа (притяжение или отталкивание) магнитного взаимодействия

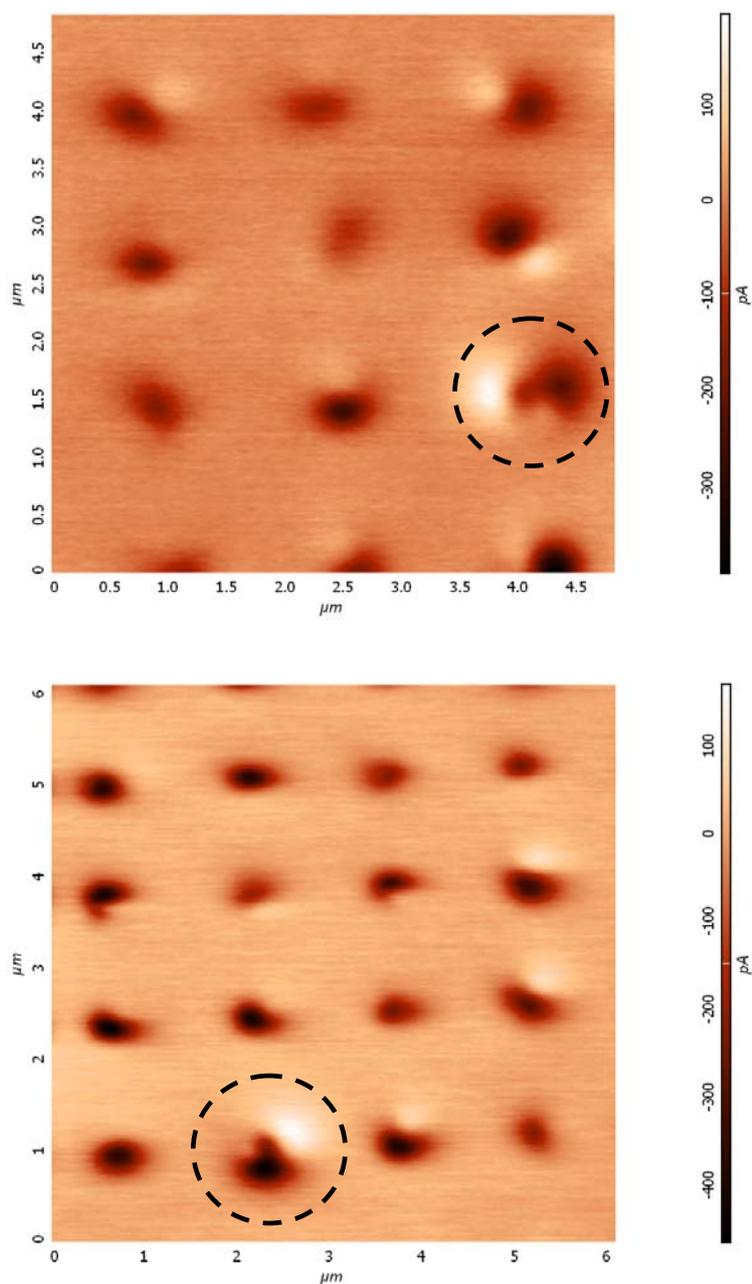


Рис. 5.15. MFM изображения двух различных участков массива трехслойных ферромагнитных дисков диаметром 300 нм и размерами (Co - 20/15/11 нм, Si - 5 нм). Предварительное перед MFM измерениями намагничивание образца не проводилось. Как видно из MFM изображений только одна частица на каждом из рисунков обладает близким к спиральному MFM откликом.

между ними. В работе [49] отмечено, что из-за особенностей этого взаимодействия величина МСМ отклика уменьшается в областях, где доминируют отталкивающие магнитные силы между зондом МСМ и образцом. Напротив, в областях, соответствующих притяжению между МСМ зондом и образцом, наблюдается увеличение амплитуды сигнала. В любом случае данные эффекты несимметричности МСМ контраста требуют отдельных исследований.

Были также проведены МСМ исследования остаточных состояний частиц на образце № 1 после его намагничивания до насыщения в плоскости и в направлении перпендикулярном плоскости образца. Однако существенного изменения наблюдаемой картины магнитных состояний трехслойных частиц обнаружено не было. Во всех случаях спиральный контраст демонстрировали те же самые частицы, что и в случае, показанном на рисунке 5.15..

Иная ситуация имело место для образца № 2 [Co - 16/11/8 нм, Si – 3 нм] (рис.

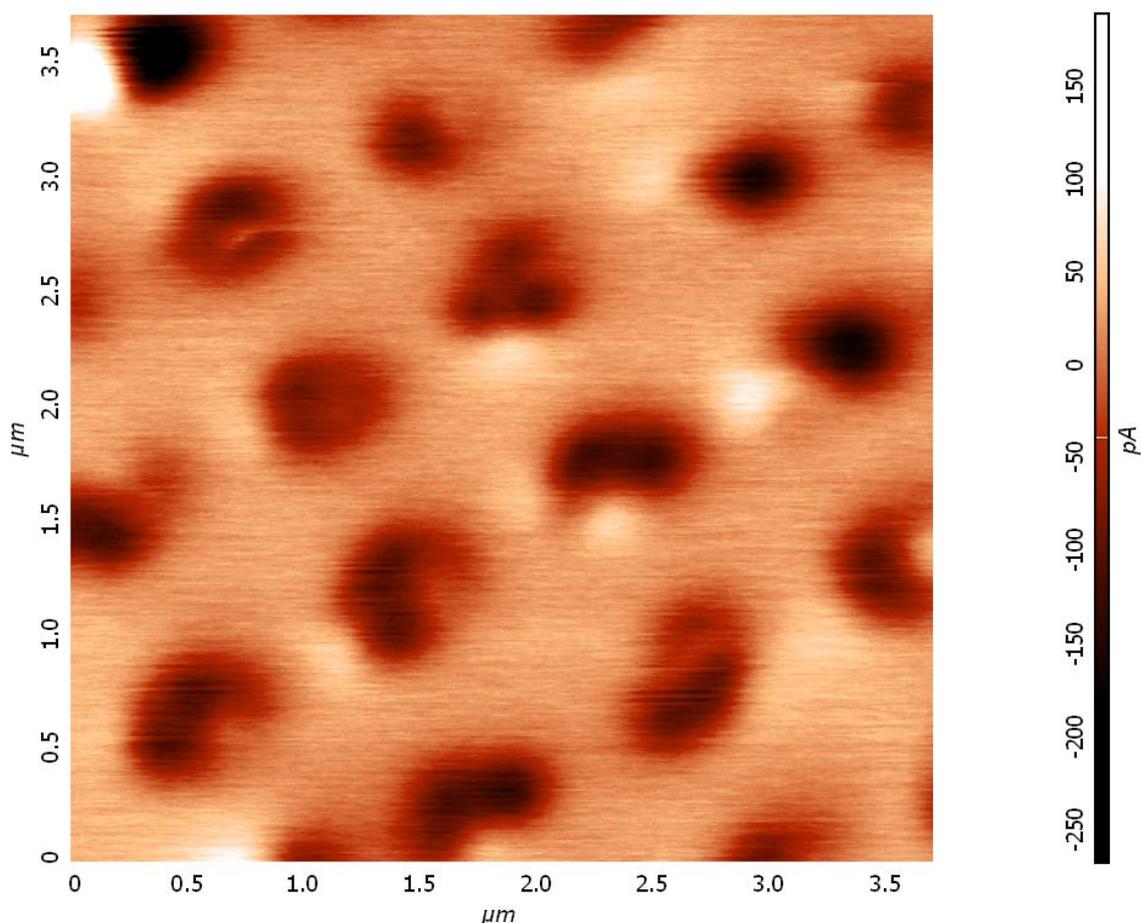


Рис. 5.16. МСМ изображение участка массива трехслойных частиц диаметром 300 нм, толщины Co слоев 16/11/8 нм, толщина Si прослойки 3 нм.

5.16). В этом случае наблюдалось большое количество различных, трудно интерпретируемых МСМ образов. На рисунке 5.16 приведено МСМ изображение участка массива частиц на образце № 2, предварительное образец не намагничивался. Помещение образца № 2 в магнитные поля различной величины и направления не привели к упрощению получаемых МСМ образов частиц. Ряд частиц демонстрирует МСМ отклик, близкий к спиральному, но в большинстве случаев МСМ образы имеют более сложную симметрию.

Существует несколько причин, которые могут привести к такому многообразию МСМ образов. Как показали проведенные в ИФМ РАН рентгеновские исследования многослойных структур Co-Si, ошибка в толщине напыляемых слоев составляет 10-15 процентов. Поэтому при выборе тонкой прослойки есть вероятность попасть в область толщин, при которых происходит нарушение сплошности напыляемой Si пленки. В свою очередь, это приведет к локальной обменной связи между ферромагнитными слоями и, как следствие, к нарушению однородного распределения намагниченности в каждом из ферромагнитных слоев. Очевидно, что МСМ изображение такой частицы с неоднородной прослойкой будет трудно интерпретируемым. Такой механизм может объяснять сложно интерпретируемые МСМ образы, полученные в результате МСМ исследований трехслойных частиц с самой тонкой Si прослойкой (рис. 5.16). Также необходимо принимать во внимание шероховатость прослойки между ферромагнитными слоями [138, 139, 140].

Другая причина может заключаться в дефектах формы частиц. Д.С. Никитушкиным было рассмотрено влияние неидеальности круглой формы трехслойных частиц на их остаточное состояние намагниченности. Для этого были проведены расчеты минимально допустимого эксцентриситета эллиптической трехслойной частицы, при котором сохраняется устойчивость неколлинеарного распределения намагниченности в ферромагнитных слоях. Обнаружено, при отношении осей эллипса более 0.9 в частице реализуется неколлинеарное состояние, а при соотношении менее 0.9 устойчивыми являются только коллинеарные состояния. Наблюдаемое большое количество коллинеарных состояний на рисунке 5.15 может быть связано с нарушением симметрии формы частиц.

Наиболее удачным из трех изготовленных оказался образец № 3. [Co – 16 (нижний слой) / 11/8 (верхний слой) нм, Si – 5 нм]. В результате МСМ исследований

было обнаружено, что более 50 процентов трехслойных частиц массива демонстрирует искомый спиральный МСМ контраст. Причем были обнаружены спиральные распределения магнитных моментов с различным направлением закрученности спирали (рис. 5.17, рис. 5.18). Получены несколько МСМ изображений одной и той же спиральной частицы на различных высотах прохода МСМ зонда над поверхностью образца (рис. 5.18, рис. 5.19). При сравнении экспериментальных МСМ изображений, полученных на различных высотах прохода, с рассчитанными теоретически обнаружено достаточно хорошее совпадение МСМ образов.

На высотах прохода зонда до 60 нм над верхней гранью диска на экспериментальных МСМ изображениях достаточно хорошо виден отклик от верхнего Со слоя. При увеличении высоты прохода верхний Со слой становится менее заметным на фоне вклада двух других ферромагнитных слоев в МСМ образ исследуемой частицы.

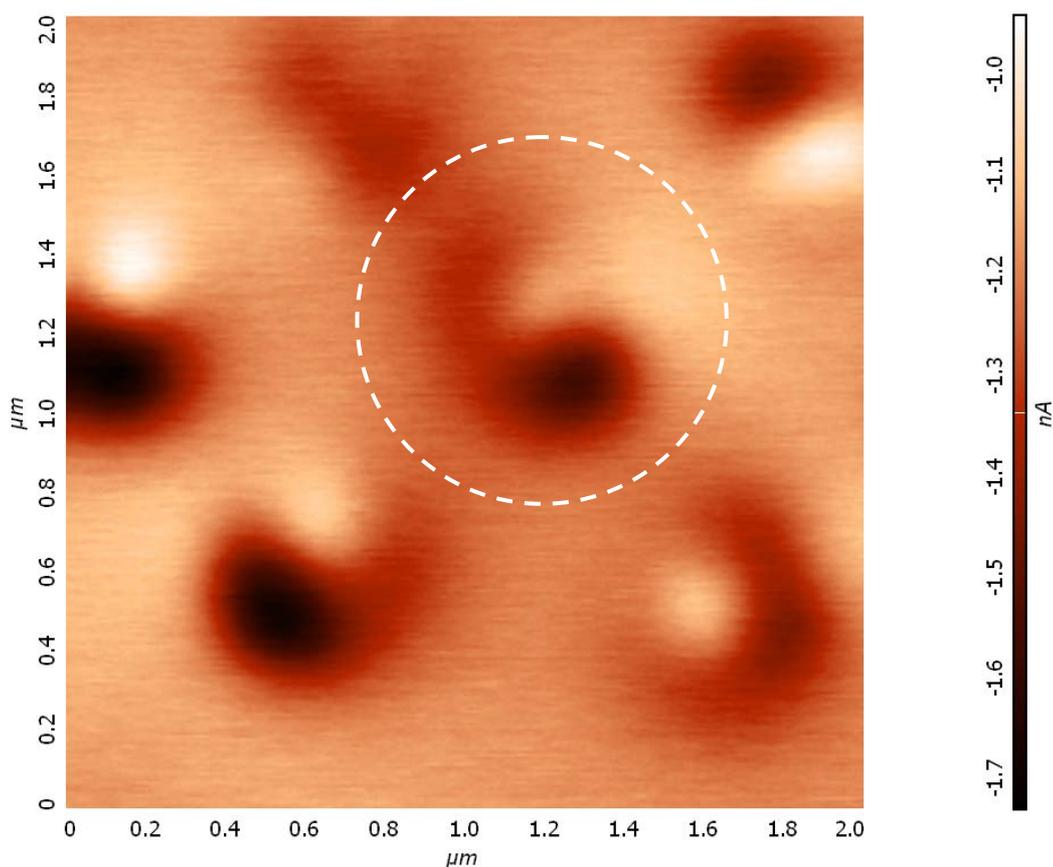


Рис. 5.17. МСМ изображение участка массива трехслойных дисков диаметром 300 нм, толщины Со слоев 16/11/8 нм, толщина Si прослойки 5 нм. Частица со спиральным распределением намагниченности помечена кружком.

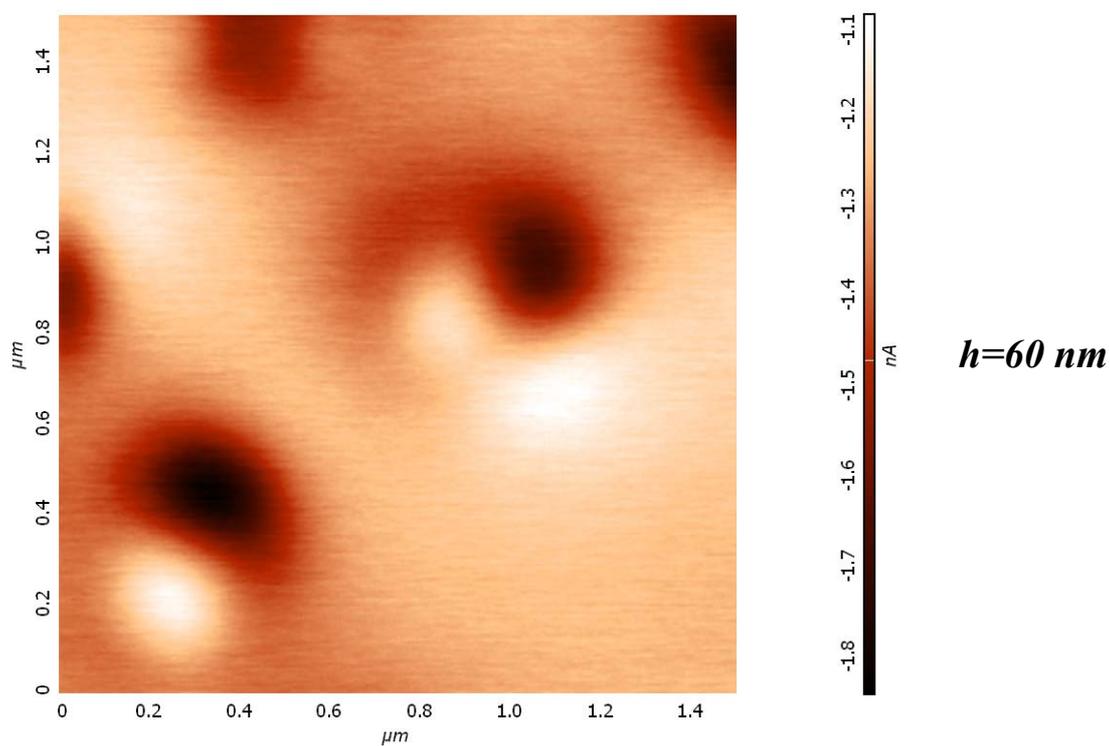
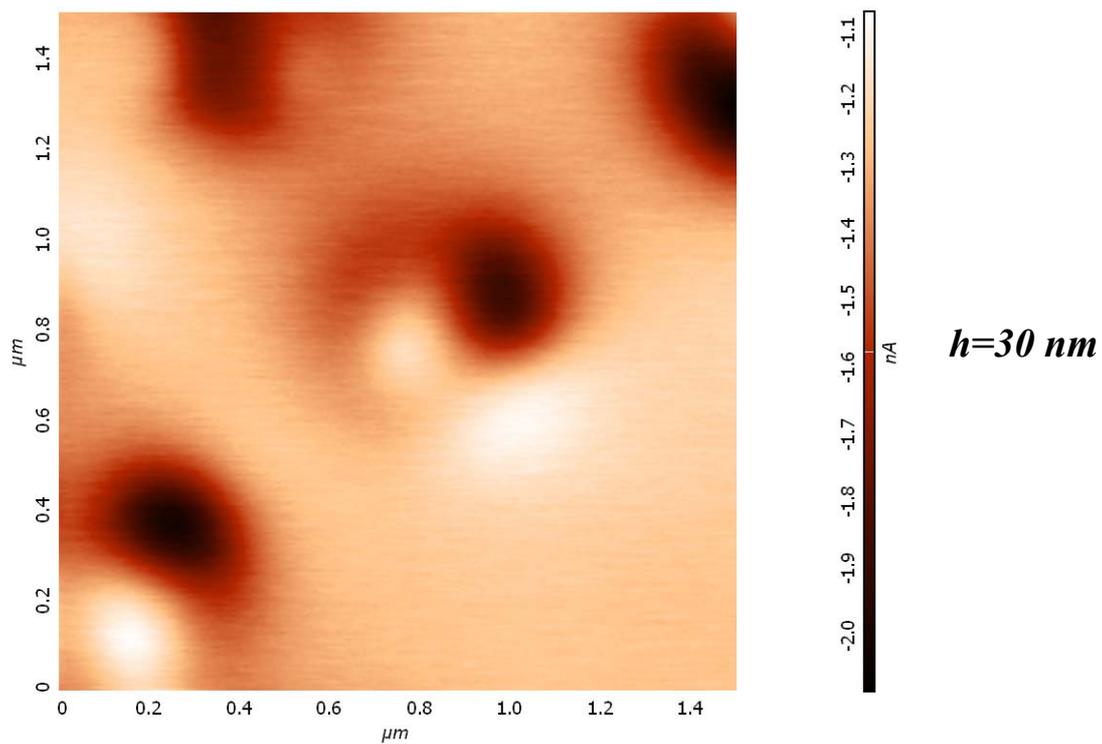


Рис. 5.18. MFM изображения трехслойных ферромагнитных дисков, полученные при различной высоте прохода MFM зонда над верхней гранью диска. Параметры структур: диаметр 300 нм, толщины Co слоев 16/11/8 нм, толщина Si прослойки 5 нм.

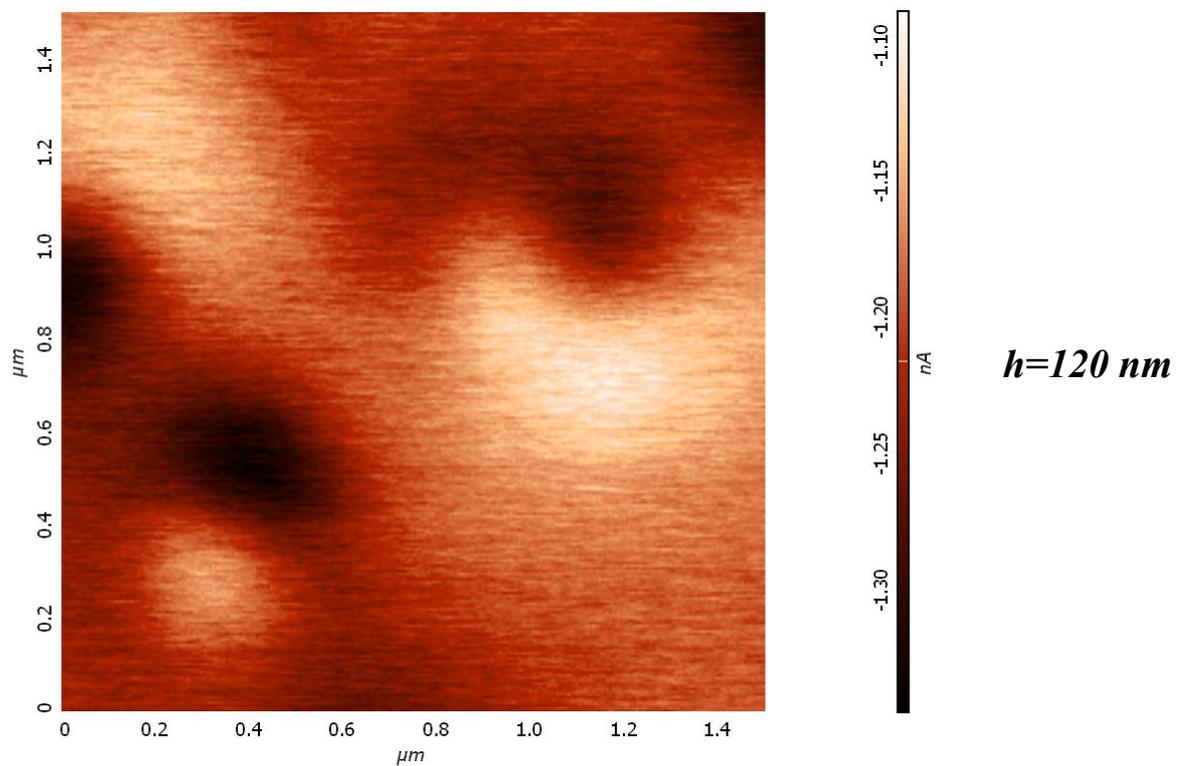
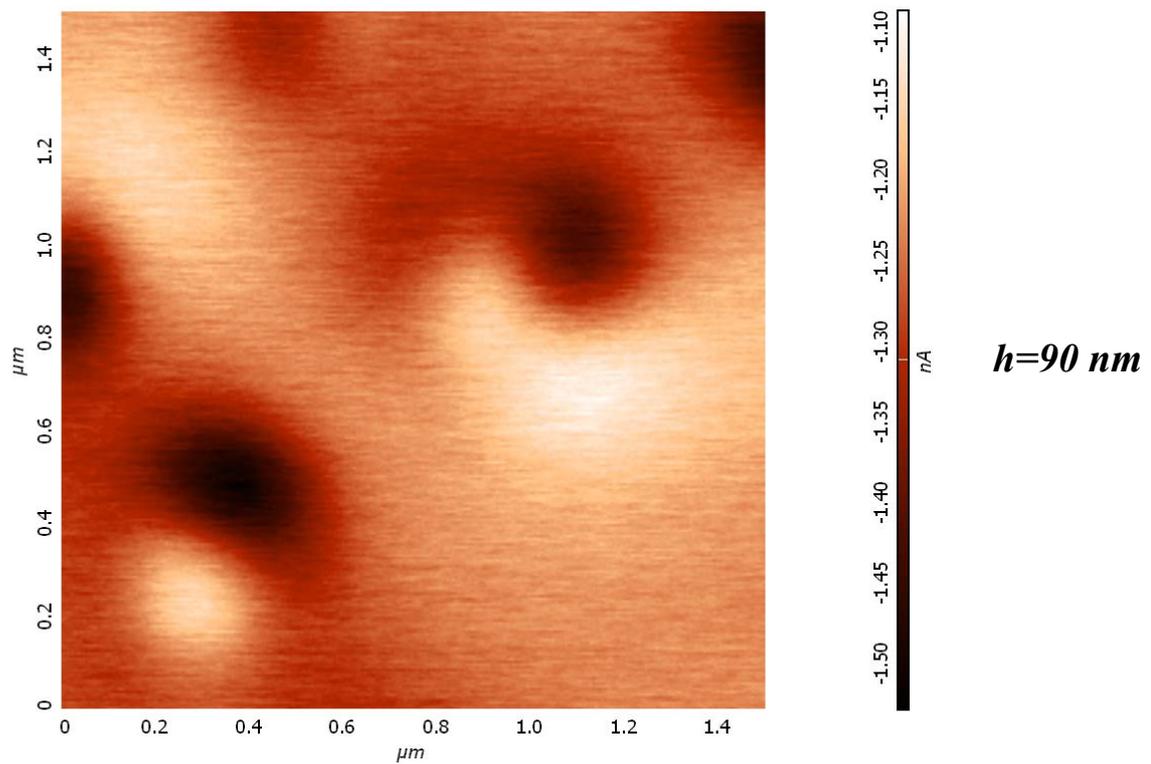


Рис. 5.19. MFM изображения трехслойных ферромагнитных дисков, полученные при различной высоте прохода MFM зонда над верхней гранью диска. Параметры структур: диаметр 300 нм, толщины Co слоев 16/11/8 нм, толщина Si прослойки 5 нм.

## 5.6 Выводы к главе 5

Таким образом, основные результаты исследований, описанных в данной главе, можно сформулировать следующим образом:

Установлено, что в частицах с латеральными размерами  $400 \times 250$  нм, состоящих из двух слоев  $\text{Co}$  толщиной 15 нм, разделенных прослойкой  $\text{Si}$  толщиной 3 нм реализуются два устойчивых состояния с ферромагнитной ( $\uparrow\uparrow$ ) и антиферромагнитной ( $\uparrow\downarrow$ ) ориентацией магнитных моментов в соседних слоях  $\text{Co}$ . Проведены эксперименты по индуцированному зондом МСМ перемагничиванию таких частиц. Показано, что сканирование магнитным зондом над одноименным магнитным полюсом частицы приводит к переходам двух типов: переходы ( $\uparrow\uparrow$ )  $\Rightarrow$  ( $\uparrow\downarrow$ ) за счет переориентации намагниченности верхнего слоя и переходы с изменением ориентации в обоих слоях ( $\uparrow\downarrow$ )  $\Rightarrow$  ( $\downarrow\uparrow$ ).

Впервые показано, что в трехслойных частицах возможна реализация как коллинеарных состояний различной симметрии, так и состояний с неколлинеарной намагниченностью соседних слоев. В частицах, представляющих собой круглые диски диаметром 300 нм, содержащие три слоя  $\text{Co}$  с толщиной слоев 8 – 11 - 16 нм, разделенных прослойками  $\text{Si}$  толщиной 5 нм, экспериментально зарегистрировано спиральное распределение МСМ контраста, соответствующее неколлинеарной конфигурации магнитных моментов.

## Заключение

Основные результаты работы могут быть сформулированы следующим образом:

1. Проведены сравнительные АСМ и РР исследования шероховатостей поверхности подложек с различными типами неровностей. Для поверхностей с существенно негауссовым распределением по высотам наблюдается существенное расхождение в полученных АСМ и РР методами значениях шероховатости. Показано, что АСМ дает более адекватную информацию о шероховатостях поверхности. Развита методика расчета угловой зависимости зеркальной компоненты отраженного рентгеновского излучения и эффективной шероховатости непосредственно по АСМ профилям поверхности без использования каких-либо модельных представлений о характере неровностей рельефа. Показано, что угловые зависимости коэффициента отражения и эффективная шероховатость поверхности, рассчитанные непосредственно по АСМ данным, хорошо совпадают с результатами рентгеновских измерений.
2. Проведены сравнительные АСМ исследования рельефа поверхности подложек различной формы, предназначенных для изготовления элементов изображающей оптики рентгеновского диапазона длин волн. Совместно с НПО "Композит" проведена оптимизация технологии глубокой полировки кварцевых пластин, что позволило получить образцы сверхгладких плоских и асферических подложек с параметром среднеквадратичной шероховатости на уровне 0,2 нм.
3. Проведены эксперименты по репликации сверхгладких эталонных пластин с помощью тонких слоев полимерных материалов на стеклянных подложках. АСМ исследования показали, что величина шероховатости полимерных реплик совпадает с шероховатостью поверхности реплицируемых эталонных пластин. Рентгеновские зеркала, изготовленные на контрольных эталонных подложках и на комбинированных подложках полимер-стекло, имели идентичные спектральные зависимости коэффициентов отражения.
4. Проведены исследования индуцированных зондом магнитно-силового микроскопа процессов перемагничивания субмикронных ферромагнитных частиц. Экспериментально показано, что в частицах Fe-Cr (700 × 280 нм) под действием поля

МСМ зонда происходят переходы между однородными состояниями с противоположным направлением намагниченности. Экспериментально показана возможность управляемого перемагничивания отдельных частиц Fe-Cr зондом МСМ.

В эллиптических частицах Co ( $600 \times 400 \times 27$  нм) экспериментально наблюдались индуцированные зондом МСМ переходы между состояниями с однородным и вихревым распределениями намагниченности. Микромагнитное моделирование показало, что возможно зарождение магнитного вихря выделенной ориентации при несимметричном сканировании частицы зондом МСМ. Впервые экспериментально осуществлено управление знаком завихренности магнитного вихря в процессе перехода из однородного в вихревое состояние.

**5.** Исследованы состояния намагниченности в многослойных субмикронных частицах, представляющих собой систему из нескольких слоев ферромагнетика, разделенных тонкими немагнитными прослойками.

Экспериментально установлено, что в частицах с латеральными размерами  $400 \times 250$  нм, состоящих из двух слоев Co толщиной 15 нм, разделенных прослойкой Si толщиной 3 нм, реализуются два устойчивых состояния с ферромагнитной и антиферромагнитной ориентацией магнитных моментов в соседних слоях Co. Проведены эксперименты по перемагничиванию таких частиц зондом МСМ. Показано, что воздействие МСМ зонда на частицы приводит к ориентационным переходам двух типов: переходы из ферромагнитной в антиферромагнитную конфигурацию за счет переориентации намагниченности верхнего слоя и переходы с изменением ориентации магнитного момента в обоих слоях.

Показано, что в трехслойных субмикронных круглых дисках возможна реализация, как коллинеарных состояний различной симметрии, так и состояний с неколлинеарной намагниченностью соседних слоев. В частицах, представляющих собой круглые диски диаметром 300 нм, содержащие три слоя Co с толщиной слоев 16 – 11 – 8 нм, разделенных прослойками Si толщиной 5 нм, впервые экспериментально зарегистрировано спиральное распределение МСМ контраста, соответствующее неколлинеарной конфигурации магнитных моментов.

В заключении автор выражает искреннюю благодарность своим научным руководителям Салащенко Николаю Николаевичу и Миронову Виктору Леонидовичу за чуткое руководство и постоянную помощь на всех этапах работы над диссертацией; сотрудникам ИФМ РАН, совместная работа с которыми сделали возможным появление настоящей диссертации; особую благодарность автор выражает А. Ю. Климову, А. А. Фраерману и С. Н. Вдовичеву за помощь и постоянный интерес к работе; С. А. Гусеву, В. В. Рогову, Н. И. Полушкину, Д. С. Никитушкину, Д. Г. Волгунову за помощь в работе и ценные советы при обсуждении результатов; лаборатории математического моделирования – И. А. Шерешевскому, И. М. Нефедову, И. Р. Каретниковой; Н. А. Коротковой, Н. И. Чхало, О. Г. Удалову, С. Ю. Зуеву, Ю. Н. Ноздрину за помощь в работе; С.В.Гапонову за постоянную поддержку работы.

## Список литературы

- [1] Binnig, G.  $7 \times 7$  Reconstruction on Si(111) Resolved in Real Space / G. Binnig, H. Rohrer, Ch. Gerber, E. Weibel // *Physical Review Letters*. – 1983. – V.50. – P.120-125.
- [2] Tortonese, M. Atomic resolution with an atomic force microscope using piezoresistive detection / M. Tortonese, R. C. Barrett, C. F. Quate // *Applied Physics Letters*. – 1993. – V.62. – P.834-836.
- [3] Giessibl, F. Atomic resolution on Si(111)-(7 $\times$ 7) by noncontact atomic force microscopy with a force sensor based on a quartz tuning fork / F.Giessibl // *Applied Physics Letters*. – 2000. – V.76. – P.1470-1473.
- [4] Seo, Yongho. Atomic-resolution noncontact atomic force microscopy in air / Yongho Seo, Hwansung Choe, Wondo Jhe // *Applied Physics Letters*. – 2003. – V.83. – P.1860-1863.
- [5] Goss, Charles A. Imaging and modification of Au(111) monoatomic steps with atomic force microscopy / Charles A. Goss, Jay C. Brumfield, Eugene A. Irene, Royce W. Murray // *Langmuir*. – 1993. – V.9. – P.2986-2994.
- [6] Griffith, Joseph E. Dimensional metrology with scanning probe microscopes / Joseph E. Griffith, David A. Grigg // *Journal of Applied Physics*. – 1993. – V.74. – P.R83-R109.
- [7] Арутюнов, П. А. Параметры шероховатости по данным измерений атомно-силового микроскопа / П. А. Арутюнов, А. Л. Толстихина, В.Н.Демидов // *Микроэлектроника*. – 1998. – Т.27. – Вып.6. – С.431-439.
- [8] Арутюнов, П. А. Сканирующая зондовая микроскопия (туннельная и силовая) в задачах метрологии и нанозлектроники / П. А. Арутюнов, А. Л. Толстихина // *Микроэлектроника*. – 1997. – Т.26. – Вып.6. – С.426-439.
- [9] Markiewicz, Peter. Simulation of atomic force microscope tip-sample/sample-tip reconstruction / Peter Markiewicz, M. Cynthia Goh // *Journal of Vacuum Science and Technology B*. - 1995. – V.13. – P.1115-1117.
- [10] Schneir, J. Increasing the value of atomic force microscopy process metrology using a high-accuracy scanner, tip characterization, and morphological image analysis / J. Schneir, J. S. Villarubia, T. H. McWaid, V. W. Tsai, R. Dixson // *Journal of Vacuum Science and Technology B*. - 1996. – V.14. – P.1540-1546.
- [11] Бухараев, А.А. ССМ-метрология микро- и наноструктур / А. А. Бухараев, Н. В. Бердунов, Д. В. Овчинников, К. М. Салихов // *Микроэлектроника*. – 1997. – Т.26. – Вып.3. – С.163-175.
- [12] Aue, J. Influence of atomic force microscope tip-sample interaction on the study of scaling behavior / J. Aue, J. Th. M. De Hosson // *Applied Physics Letters*. – 1997. – V.71. – P.1347-1349.

- [13] Dongmo, Samuel. Blind restoration method of scanning tunneling and atomic force microscopy images / Samuel Dongmo, Michel Troyon, Philippe Vautrot, Etienne Delain, Noel Bonnet // *Journal of Vacuum Science and Technology B.* – 1996. – V.14. – P.1552-1556.
- [14] Williams, P. M. Blind reconstruction of scanning probe image data / P. M. Williams, K. M. Shakesheff, M. C. Davies, D. E. Jackson, C. J. Roberts // *Journal of Vacuum Science and Technology B.* – 1996. – V.14. – P.1557-1562.
- [15] Villarubia, J. S. Morphological estimation of tip geometry for scanned probe microscopy / J. S. Villarubia // *Surface Science.* – 1994. – V.321. – P.287-300.
- [16] Villarubia, J. S. Scanned probe microscope tip characterization without calibrated tip characterizers / J. S. Villarubia // *Journal of Vacuum Science and Technology B.* – 1996. – V.14. – P.1518-1521.
- [17] Markiewicz, Peter. Atomic force microscope tip deconvolution using calibration arrays / Peter Markiewicz, M. Cynthia Goh // *Review of Scientific Instruments.* – 1995. – V.66. – P.3186-3190.
- [18] Glasbey, T.O. The use of a polymer film to estimate AFM probe profile / T. O. Glasbey, G. N. Batts, M. C. Davies, D. E. Jackson, C. V. Nicholas, M. D. Purbrick, C. J. Roberts, S. J. B. Tendler, P. M. Williams // *Surface Science Letters.* – 1994. – V.318. – P.L1219-L1224.
- [19] Radlein, Edda. Atomic force microscopy as a tool to correlate nanostructure to properties of glasses / Edda Radlein, Gunther Heinz Frischat // *Journal of non-crystalline solids.* – 1997. – V.222. – P.69-82.
- [20] Chkhalo, N.I. Status of X-ray mirror optics at the Siberian SR Centre / N. I. Chkhalo, M. V. Fedorchenko, N. V. Kovalenko, E. P. Kruglyakov, A. I. Volokhov, V. A. Chernov, S. V. Mytnichenko // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A.* – 1995. – V.359. – P.121-126.
- [21] Chkhalo, N. I. Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>: new type of mirrors for intense synchrotron radiation beams / N. I. Chkhalo, M. V. Fedorchenko, A. V. Zarodyshev, V. A. Chernov, V. I. Kirillov, A. A. Nikiforov // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A.* – 1995. – V.359. – P.127-130.
- [22] Протопопов, В. В. Измерение пространственного распределения шероховатости сверхгладких поверхностей и дефектов многослойных рентгеновских зеркал / В. В. Протопопов, К. А. Валиев, Р. М. Имамов // *Поверхность.* – 1999. – Т.1. – С.111-119.
- [23] De Boer, D. K. G. Influence of the roughness profile on the specular reflectivity of x-rays and neutrons / D. K. G. de Boer // *Physical Review B.* – 1994. - V.49. – P.5817–5820.
- [24] Sinha, S. K. X-ray and neutron scattering from rough surfaces / S. K. Sinha, E. B. Sirota, S. Garoff, H. B. Stanley // *Physical Review B.* – 1988. - V.38. – P.2297–2311.

- [25] De Boer, D. K. G. X-ray reflection and transmission by rough surfaces / D. K. G. de Boer // *Physical Review B*. – 1995. - V.51. – P.5297–5305.
- [26] Teichert, C. Comparison of surface roughness of polished silicon wafers measured by light scattering topography, soft-x-ray scattering, and atomic-force microscopy / C. Teichert, J. F. MacKay, D. E. Savage, M. G. Lagally, M. Brohl P. Wagner // *Applied Physics Letters*. – 1995. – V.66. – P.2346-2348.
- [27] Protopopov, V. V. Comparative study of rough substrates for x-ray mirrors by the methods of x-ray reflectivity and scanning probe microscopy / V. V. Protopopov, K. A. Valiev, and R.M. Imamov // *Crystallography Reports*. – 1997. - V.42. - P.686-694
- [28] Востоков, Н. В. Определение эффективной шероховатости подложек из стекла в рентгеновском диапазоне длин волн по данным атомно-силовой микроскопии / Н. В. Востоков, С. В. Гапонов, В. Л. Миронов, А. И. Панфилов, Н. И. Полушкин, Н. Н. Салащенко, А. А. Фраерман, М. Н. Хайдл // *Поверхность*. – 2001. – Т.1. – С.38-42.
- [29] Грибков, Б.А. Сравнительные исследования шероховатости поверхностей с негауссовым распределением по высотам методами атомно-силовой микроскопии и рентгеновской рефлектометрии / Б. А. Грибков, В. Л. Миронов // *Заводская лаборатория. Диагностика материалов*. – 2003. – Т.69. – Вып.5. – С.29-34.
- [30] Kodama, R. H. Magnetic nanoparticles – condens. matter / R. H. Kodama // *Journal of magnetism and magnetic materials*. – 1999. – V.200. – P.359-372.
- [31] Martin, J. I. Ordered magnetic nanostructures: Fabrication and properties / J. I. Martn, J. Nogues, K. Liu, J. L. Vicent, I. K. Schuller // *Journal of magnetism and magnetic materials*. – 2003. – V.256. – P.449-501.
- [32] Sun, Shouheng. Monodisperse FePt nanoparticles and ferromagnetic FePt nanocrystal superlattices / Shouheng Sun, C. B. Murray, Dieter Weller, Liesl Folks, Andreas Moser // *Science*. – 2000. - V.287. - P.1989-1992.
- [33] Albrecht, V. Thermal stability and recording properties of sub-100 nm patterned CoCrPt perpendicular media / M. Albrecht, S. Anders, T. Thomson, C. T. Rettner, M. E. Best, A. Moser, and B. D. Terris // *Journal of Applied Physics*. – 2002. – V.91. - P.6845-6847.
- [34] Haginoya, Chiseki. Thermomagnetic writing on 29 Gbit/in.2 patterned magnetic media / Chiseki Haginoya, Kazuyuki Koike, Yoshiyuki Hirayama, Jiro Yamamoto, Masayoshi Ishibashi, Osamu Kitakami, Yutaka Shimada // *Applied Physics Letters*. – 1999. – V.75. - P.3159-3161.
- [35] Вдовичев, С. Н. Свойства джозефсоновских контактов в неоднородном магнитном поле системы ферромагнитных частиц / С. Н. Вдовичев, Б. А. Грибков, С. А. Гусев, Е. Ильичев, А. Ю. Климов, Ю. Н. Ноздрин, Г. Л. Пахомов, В. В. Рогов, Р. Штольтц, А. А. Фраерман // *Письма в ЖЭТФ*. – 2003. – Т.80.- Вып.10. – С.758-762.

- [36] Zutic, I. Spintronics: fundamentals and applications / I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma // *Review of Modern Physics*. – 2004. - V.76. – P.323-410.
- [37] Prejbeanu, I. L. In-plane reversal mechanisms in circular Co dots / I. L. Prejbeanu, M. Natali, L. D. Buda, U. Ebels, A. Lebib, Y. Chen, K. Ounadjela // *Journal of Applied Physics*. – 2002. – V.91. - P.7343-7345.
- [38] Farhoud, M. The effect of aspect ratio on the magnetic anisotropy of particle arrays / M. Farhoud, Henry I. Smith, M. Hwang, C. A. Ross // *Journal of Applied Physics*. – 2000. – V.87. - P.5120-5122.
- [39] Cowburn, R. P. Single-Domain Circular Nanomagnets / R. P. Cowburn, D. K. Koltsov, A. O. Adeyeye, M. E. Welland, D. M. Tricker // *Physical Review Letters*. – 1999. – V.83. – P.1042-1045.
- [40] Scholz, W. Transition from single-domain to vortex state in soft magnetic cylindrical nanodots / W. Scholz, K. Y. Guslienko, V. Novosad, D. Suess, T. Schrefl, R.W. Chantrell, J. Fidler // *Journal of magnetism and magnetic materials*. – 2003. – V.266. – P.155-163.
- [41] Ovchinnikov, D. V. The computer analysis of MFM images of separate ferromagnetic nanoparticles / D. V. Ovchinnikov, A. A. Bukharaev // *AIP Conference Proceedings*. – 2003. – V.696. - P.634-641.
- [42] Pulwey, R. Transition of magnetocrystalline anisotropy and domain structure in epitaxial Fe(001) nanomagnets / R. Pulwey, M. Zöfl, G. Bayreuther, D. Weiss // *Journal of Applied Physics*. – 2003. – V.93. - P.7432-7434.
- [43] Fidler, J. Micromagnetic simulation of the magnetic switching behavior of mesoscopic and nanoscopic structures / J. Fidler, T. Schrefl, V. D. Tsiantos, W. Scholz, D. Suess // *Computational material science*. – 2002. – V.24. – P.163-174.
- [44] Kin Ha, Jonathan. Micromagnetic study of magnetic configurations in submicron permalloy disks / Jonathan Kin Ha, Riccardo Hertel, J. Kirschner // *Physical Review B*. – 2003. V.67. – P. 224432-1 – 224432-9.
- [45] Natali, M. Correlated Magnetic Vortex Chains in Mesoscopic Cobalt Dot Arrays / M. Natali, I. L. Prejbeanu, A. Lebib, L. D. Buda, K. Ounadjela, Y. Chen // *Physical Review Letters*. – 2002. – V.88. - P. 157203-1 – 157203-4.
- [46] Raabe, J. Magnetization pattern of ferromagnetic nanodisks / J. Raabe, R. Pulwey, R. Sattler, T. Schweinböck, J. Zweck, D. Weiss // *Journal of Applied Physics*. – 2000. V.88. - P.4437-4439.
- [47] Okuno, T. MFM study of magnetic vortex cores in circular permalloy dots: behavior in external field / T. Okuno, K. Shigeto, T. Ono, K. Mibu, T. Shinjo // *Journal of magnetism and magnetic materials*. – 2002. – V.240. – P.1-6.

- [48] Shima, H. Pinning of magnetic vortices in microfabricated permalloy dot arrays / H. Shima, V. Novosad, Y. Otani, K. Fukamichi, N. Kikuchi, O. Kitakamai, Y. Shimada // *Journal of Applied Physics*. – 2002. – V.92. - P.1473-1476.
- [49] Pokhil, Taras. Spin vortex states and hysteretic properties of submicron size NiFe elements / Taras Pokhil, Dian Song, Janusz Nowak // *Journal of Applied Physics*. – 2000. - V.87. - P.6319-6321.
- [50] Schneider, M. Lorentz microscopy of circular ferromagnetic permalloy nanodisks / M. Schneider, H. Hoffmann, J. Zweck // *Applied Physics Letters*. – 2000. - V.77. – P.2909-2911.
- [51] Alexeev, A. Remanent state studies of elliptical magnetic particles / A. Alexeev, V.A. Bykov, A.F. Popkov, N.I. Polushkin, V.I. Korneev // *Journal of magnetism and magnetic materials*. – 2003. – V.258-259. – P.42-44.
- [52] Zhu, Xiaobin. Magnetic force microscopy study of electron-beam-patterned soft permalloy particles: Technique and magnetization behavior / Xiaobin Zhu, P. Grütter, V. Metlushko, B. Ilic // *Physical Review B*. – 2002. V.66. – P. 024423-1 – 024423-7.
- [53] Алексеев, А. М. Наблюдение остаточных состояний малых магнитных частиц: микромагнитное моделирование и эксперимент / А. М. Алексеев, В. А. Быков, А. Ф. Попков, Н. И. Полушкин, В. И. Корнеев // *Письма в ЖЭТФ*. – 2003. – Т.75.- Вып.6. – С.318-322.
- [54] Wittborn, J. Magnetic domain and domain-wall imaging of submicron Co dots by probing the magnetostrictive response using atomic force microscopy / J. Wittborn, K. V. Rao, J. Nogués, Ivan K. Schuller // *Applied Physics Letters*. – 2000. – V.76. - P.2931-2933.
- [55] Fernandez, A. Magnetic domain structure and magnetization reversal in submicron-scale Co dots / A. Fernandez, M.R. Gibbons, M.A. Wall, C.J. Cerjan // *Journal of magnetism and magnetic materials*. – 1998. – V.190. – P.71-80.
- [56] Fernandez, A. Nucleation and annihilation of magnetic vortices in submicron-scale Co dots / A. Fernandez, C. J. Cerjan // *Journal of Applied Physics*. – 2000. – V.87. - P.1395-1401.
- [57] Fraerman, A. A. Magnetic Force Microscopy to determine vorticity direction in elliptical Co nanoparticles / A. A. Fraerman, L. Belova, B. A. Gribkov, S. A. Gusev, A. Yu. Klimov, V. L. Mironov, D. S. Nikitushkin, G. L. Pakhomov, K. V. Rao, V. B. Shevtsov, M. A. Silaev, S. N. Vdovichev // *Physics of Low – Dimensional Structures*. – 2004. - V.1/2. - P.35-40.
- [58] Lebib, A. Size and thickness dependencies of magnetization reversal in Co dot arrays / A. Lebib, S. P. Li, M. Natali, Y. Chen // *Journal of Applied Physics*. – 2001. – V.89. - P.3892-3896.

- [59] Миронов, В. Л. Магнитно-силовая микроскопия наночастиц Co / В. Л. Миронов, Б. А. Грибков, А. А. Фраерман, С. А. Гусев, С. Н. Вдовичев, Д. С. Никитушкин, В. Б. Шевцов, И. Р. Каретникова, И. М. Нефедов, И. А. Шерешевский // Материалы X международного симпозиума "Нанопизика и нанозлектроника" (Н.Новгород, 13-17 марта 2006 г.). – 2006. – Т.1. – С.13.
- [60] Okuno, T. Two types of magnetic vortex cores in elliptical permalloy dots / T. Okuno, K. Mibu, T. Shinjo // *Journal of Applied Physics*. – 2004. – V.95. - P.3612-3617.
- [61] Hehn, Michel. Nanoscale Magnetic Domains in Mesoscopic Magnets / Michel Hehn, Kamel Ounadjela, Jean-Pierre Bucher, Françoise Rousseaux, Dominique Decanini, Bernard Bartenlian, Claude Chappert // *Science*. – 1996. - V.272. - P.1782-1785.
- [62] Koo, H. Slow magnetization dynamics of small permalloy islands / H. Koo, T. V. Luu, R. D. Gomez, V. V. Metlushko // *Journal of Applied Physics*. – 2000. – V.87. - P.5114-5116.
- [63] Garcia, J. M. MFM imaging of patterned permalloy elements under an external applied field / J.M. Garcia, A. Thiaville, J. Miltat, K.J. Kirk, J.N. Chapman // *Journal of magnetism and magnetic materials*. – 2002. – V.242-245. – P.1267-1269.
- [64] Ovchinnikov, D. V. In situ MFM investigation of magnetization reversal in Co patterned microstructures / D. V. Ovchinnikov, A. A. Bukharaev, P. A Borodin, D. A. Biziaev // *Physics of Low – Dimensional Structures*. – 2001. - V.3/4. - P.103-106.
- [65] Temiryazev, A. G. Domains in micron-sized permalloy elements / A. G. Temiryazev, V. I. Borisov, A. I. Krikunov, M. P. Tikhomirova // *SPM-2003 Proceedings (Nizhni Novgorod, March 2-5)*. - 2003. - P.158.
- [66] Koblischka, M. R. Resolving magnetic nanostructures in the 10-nm range using MFM at ambient conditions / M. R. Koblischka, U. Hartmann, T. Sulzbach // *Materials Science and Engineering: C*. – 2003. – V.23. – P.747-751.
- [67] Koblischka, M. R. Improvements of the lateral resolution of the MFM technique / M. R. Koblischka, U. Hartmann, T. Sulzbach // *Thin Solid Films*. – 2003. – V.428. – P.93-97.
- [68] Temiryazev, A. G. MFM study of soft magnetic samples / A. G. Temiryazev // *SPM-2003 Proceedings (Nizhni Novgorod, March 2-5)*. - 2003. - P.161.
- [69] Tomlinson, S. L. Modeling the perturbative effect of MFM tips on soft magnetic thin films / S. L. Tomlinson, E.W. Hill // *Journal of magnetism and magnetic materials*. – 1996. – V.161. – P.385-396.
- [70] Zhu, Xiaobin. Systematic study of magnetic tip induced magnetization reversal of e-beam patterned permalloy particles / Xiaobin Zhu, P. Grütter, V. Metlushko, B. Ilic // *Journal of Applied Physics*. – 2002. – V.91. - P.7340-7342.

- [71] Kleiber, M. Magnetization switching of submicrometer Co dots induced by a magnetic force microscope tip / M. Kleiber, F. Kümmerlen, M. Löhndorf, A. Wadas, D. Weiss, R. Wiesendanger // *Physical Review B*. – 1998. - V.58. – P.5563–5567.
- [72] Schneider, M. Magnetic switching of single vortex permalloy elements / M. Schneider, H. Hoffmann, J. Zweck // *Applied Physics Letters*. – 2001. - V.79. – P.3113-3115.
- [73] Nakatani, Ryoichi. Magnetization chirality due to asymmetrical structure in Ni-Fe annular dots for high-density memory cells / Ryoichi Nakatani, Tetsuo Yoshida, Yasushi Endo, Yoshio Kawamura, Masahiko Yamamoto, Takashi Takenaga, Sunao Aya, Takeharu Kuroiwa, Sadeh Beysen, Hiroshi Kobayashi // *Journal of Applied Physics*. – 2004. – V.95. - P.6714-6716.
- [74] Daughton, J. M. GMR applications / J. M. Daughton // *Journal of magnetism and magnetic materials*. – 1999. – V.192. – P.334-342.
- [75] Chapman, J. N. Direct observation of magnetization reversal processes in micron-sized elements of spin-valve material / J. N. Chapman, P. R. Aitchison, K. J. Kirk, S. McVitie, J. C. S. Kools, M. F. Gillies // *Journal of Applied Physics*. – 1998. – V.83. - P.5321-5325.
- [76] Parkin, S. S. P. Exchange-biased magnetic tunnel junctions and application to nonvolatile magnetic random access memory (invited) / S. S. P. Parkin, K. P. Roche, M. G. Samant, P. M. Rice, R. B. Beyers, R. E. Scheuerlein, E. J. O'Sullivan, S. L. Brown, J. Bucchigano, D. W. Abraham, Yu Lu, M. Rooks, P. L. Trouilloud, R. A. Wanner, W. J. Gallagher // *Journal of Applied Physics*. – 1999. – V.85. - P.5828-5833.
- [77] Hung, Chien-Chung. Wide operation margin of toggle mode switching for magnetic random access memory with preceding negative pulse writing scheme / Chien-Chung Hung, Yuan-Jen Lee, Ming-Jer Kao, Yung-Hung Wang, Rei-Fu Huang, Wei-Chuan Chen, Young-Shying Chen, Kuei-Hung Shen, Ming-Jinn Tsai, Wen-Chin Lin, Denny Duan-Lee Tang, Shih Chao // *Applied Physics Letters*. – 2001. - V.88. – P.112501-1 – 112501-3.
- [78] Tezuka, N. Magnetization reversal and domain structure of antiferromagnetically coupled submicron elements / N. Tezuka, N. Koike, K. Inomata, S. Sugimoto // *Journal of Applied Physics*. – 2003. – V.93. - P.7441-7443.
- [79] Girgis, E. Characterization of the magnetization vortex state in magnetic tunnel junctions patterned into nanometer-scale arrays / E. Girgis, S. P. Pogossian, M. Gbordzoe // *Journal of Applied Physics*. – 2006. – V.99. - P.014307-1 – 014307-5.
- [80] Buchanan, K. S. Magnetic remanent states and magnetization reversal in patterned trilayer nanodots / K. S. Buchanan, K. Yu. Guslienko, A. Doran, A. Scholl, S. D. Bader, V. Novosad // *Physical Review B*. – 2005. - V.72. – P.134415-1 – 134415-8.
- [81] Грибков, Б. А. Магнитно-силовая микроскопия многослойных наночастиц на основе кобальта / Б. А. Грибков, А. А. Фраерман, Д. С. Никитушкин, С. А. Гусев, С. Н. Вдовичев, В. Б. Шевцов, В. Л. Миронов, С. В. Гапонов // *Материалы X*

международного симпозиума "Нанозифика и нанозлектроника" (Н.Новгород, 13-17 марта 2006 г.). – 2006. – Т.1. – С.225.

[82] Cheng, J. Y. Magnetic nanostructures from block copolymer lithography: Hysteresis, thermal stability, and magnetoresistance / J. Y. Cheng, W. Jung, C. A. Ross // *Physical Review B*. – 2004. - V.72 – P.064417-1 – 064417-9.

[83] Russek, S. E. Switching characteristics of spin valve devices designed for MRAM applications / S. E. Russek, J.O. Oti, Y.K. Kim // *Journal of magnetism and magnetic materials*. – 1999. – V.198-199. – P.6-8.

[84] Castaño, F. J. Switching field trends in pseudo spin valve nanoelement arrays / F. J. Castaño, Y. Hao, C. A. Ross, B. Vögeli, Henry I. Smith, S. Haratani // *Journal of Applied Physics*. – 2002. – V.91. - P.7317-7319.

[85] Castaño, F. J. Magnetization reversal in sub-100 nm pseudo-spin-valve element arrays / F. J. Castaño, Y. Hao, C. A. Ross, B. Vögeli, Henry I. Smith, S. Haratani // *Applied Physics Letters*. – 2001. - V.79. – P.1504-1506.

[86] Nozaki, Y. Sub-micron scale relief structures of GMR materials fabricated by half-milling control / Y. Nozaki, T. Misumi, K. Matsuyama // *Journal of magnetism and magnetic materials*. – 2002. – V.239. – P.237-239.

[87] Matsuyama, K. Magnetoresistive measurement of switching behavior in nanostructured magnetic dot arrays / K. Matsuyama, Y. Nozaki, T. Misumi // *Journal of magnetism and magnetic materials*. – 2002. – V.240. – P.11-13.

[88] Wahlström, Erik Scanning tunneling microscopy for laterally resolved measurements of magnetoresistance through a point contact / Erik Wahlström, Rimantas Bruas, Maj Hanson // *Applied Physics Letters*. – 2006. - V.88. – P.112509-1 – 112509-3.

[89] Zhu, Xiaobin. Magnetization switching in 70-nm-wide pseudo-spin-valve nanoelements / Xiaobin Zhu, P. Grütter, Y. Hao, F. J. Castaño, S. Haratani, C. A. Ross, B. Vögeli, H. I. Smith // *Journal of Applied Physics*. – 2003. – V.93. - P.1132-1136.

[90] Castaño, F. J. Magnetic force microscopy and x-ray scattering study of  $70 \times 550 \text{ nm}^2$  pseudo-spin-valve nanomagnets / F. J. Castaño, Y. Hao, S. Haratani, C. A. Ross, B. Vögeli, Henry I. Smith, C. Sánchez-Hanke, C.-C. Kao, X. Zhu, P. Grütter // *Journal of Applied Physics*. – 2003. – V.93. - P.7927-7929.

[91] Никитушкин, Д. С. Магнитные состояния в многослойных ферромагнитных наночастицах / Д. С. Никитушкин, А. А. Фраерман, В. Л. Миронов, И. М. Нефедов, И. Р. Каретникова, И. А. Шерешевский // *Материалы X международного симпозиума "Нанозифика и нанозлектроника" (Н.Новгород, 13-17 марта 2006 г.). – 2006. – Т.1. – С.233.*

[92] Tataru, Gen. Permanent current from noncommutative spin algebra / Gen Tataru, Hiroshi Kohno // *Physical Review B*. – 2003. - V.67 – P.113316-1 – 113316-3.

- [93] Van Kampen, M. On the realization of artificial XY spin chains / M. van Kampen, I. L. Soroka, R. Brucas, B. Hjörvarsson, R. Wieser, K. D. Usadel, M. Hanson, O. Kazakova, J. Grabis, H. Zabel, C. Jozsa, B. Koopmans // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 2005. – V.17. – P.L27–L33.
- [94] Binnig, G. Tunneling through a controllable vacuum gap / G. Binnig, H. Rohrer, Ch. Gerber, E. Weibel // *Applied Physics Letters*. – 1982. - V.40. – P.178 – 180.
- [95] Pohl, D. W. Optical near-field scanning microscope / D. W. Pohl // European patent application No. 0112401. – 1982.
- [96] Pohl, D. W. Optical stethoscopy: Image recording with resolution  $\lambda/20$  / D. W. Pohl, W. Denk, M. Lanz // *Applied Physics Letters*. – 1984. - V.44. – P.651 – 653.
- [97] Matey, J. R. Scanning capacitance microscopy / J. R. Matey, J. Blanc // *Journal of Applied Physics*. – 1985. – V.57. - P.1437-1444.
- [98] Williams, C. C. Scanning thermal profiler / C. C. Williams, H. K. Wickramasinghe // *Applied Physics Letters*. – 1986. - V.49. – P.1587 – 1589.
- [99] Binnig, G. Atomic Force Microscope / G. Binnig, C. F. Quate, Ch. Gerber // *Physical Review Letters*. – 1986. – V.56. – P.930-933.
- [100] Wickramasinghe, H. K. Magnetic imaging by "force microscopy" with 1000 Å resolution / Y. Martin, H. K. Wickramasinghe // *Applied Physics Letters*. – 1987. - V.50. – P.1455 – 1457.
- [101] Kaiser, W. J. Direct investigation of subsurface interface electronic structure by ballistic-electron-emission microscopy / W. J. Kaiser, L. D. Bell // *Physical Review Letters*. – 1988. – V.60. – P.1406-1409.
- [102] Takata, Keiji. Tunneling acoustic microscope / Keiji Takata, Tsuyoshi Hasegawa, Sumio Hosaka, Shigeyuki Hosoki, Tsutomu Komoda // *Applied Physics Letters*. – 1989. - V.55. – P.1718 – 1720.
- [103] San Paulo, Alvaro. Tip-surface forces, amplitude, and energy dissipation in amplitude-modulation (tapping mode) force microscopy / Alvaro San Paulo, Ricardo Garcia // *Physical Review B*. – 2001. – V.64. – P.193411-1 – 193411-3.
- [104] Magonov, S. N. Phase imaging and stiffness in tapping-mode atomic force microscopy / S. N. Magonov, V. Elings, M.-H. Whangbo // *Surface Science*. – 1997. - V.375. - P.L385 – L391.
- [105] Cleveland, J. P. Energy dissipation in tappingmode atomic force microscopy / J. P. Cleveland, B. Anczykowski, A. E. Schmid, V. B. Elings // *Applied Physics Letters*. – 1998. - V.72. – P.2613 – 2615.
- [106] Яминский, И. В. Сканирующая зондовая микроскопия биополимеров / И. В. Яминский // Москва, Научный мир. – 1997.

- [107] Rugar, D. Magnetic force microscopy: General principles and application to longitudinal recording media / D. Rugar, H. J. Mamin, P. Guethner, S. E. Lambert, J. E. Stern, I. McFadyen, T. Yogi // *Journal of Applied Physics*. – 1990. – V.68. - P.1169-1183.
- [108] Martin, Y. Atomic force microscope–force mapping and profiling on a sub 100-Å scale / Y. Martin, C. C. Williams, H. K. Wickramasinghe // *Journal of Applied Physics*. – 1987. – V.61. - P.4723-4729.
- [109] Nonnenmacher, M. Kelvin probe force microscopy / M. Nonnenmacher, M. P. O'Boyle, H. K. Wickramasinghe // *Applied Physics Letters*. – 1991. - V.58. – P.2921 – 2923.
- [110] Wolter, O. Micromachined silicon sensors for scanning force microscopy / O. Wolter, Th. Bayer, J. Greschner // *Journal of Vacuum Science and Technology B*. - 1991. – V.9. – P.1353-1357.
- [111] Albrecht, T. R. Microfabrication of cantilever styli for the atomic force microscope / T. R. Albrecht, S. Akamine, T. E. Carver, C. F. Quate // *Journal of Vacuum Science and Technology A*. - 1990. – V.8. – P.3386-3396.
- [112] Бараш, Ю. С. Силы Ван-дер-Ваальса / Ю. С. Бараш // Москва, Наука. – 1988.
- [113] Koblischka, M. R. Recent advances in magnetic force microscopy / M. R. Koblischka, U. Hartmann // *Ultramicroscopy*. – 2003. – V.97. – P.103-112.
- [114] Deng, Zhifeng. Metal-coated carbon nanotube tips for magnetic force microscopy / Zhifeng Deng, Erhan Yenilmez, Josh Leu, J. E. Hoffman, Eric W. J. Straver, Hongjie Dai, Kathryn A. Moler // *Applied Physics Letters*. – 2004. - V.85. – P.6263 – 6265.
- [115] Hirose, R. Tip production technique to form ferromagnetic nanodots / R. Hirose, M. Arita, K. Hamada, A. Okada // *Materials Science and Engineering: C*. – 2003. – V.23. – P.927-930.
- [116] Wu, Yihong. Point-dipole response from a magnetic force microscopy tip with a synthetic antiferromagnetic coating / Yihong Wu, Yatao Shen, Zhiyong Liu, Kebin Li, Jinjun Qiu // *Applied Physics Letters*. – 2003. - V.82. – P.1748 – 1750.
- [117] Polushkin, N. I. Characterization of patterned nanomagnet arrays by scanning probe microscopy / N.I.Polushkin, B.A.Gribkov, V.L.Mironov // *Book of abstracts international conference “Micro- and nano electronics - 2003”*, Zvenigorod. – 2003. - P.O1-21.
- [118] Алексеев, А. М. Наблюдение лазерно-индуцированных локальных модификаций магнитного порядка в слоях переходных металлов / А. М. Алексеев, Ю. К. Веревкин, Н. В. Востоков, В. Н. Петряков, Н. И. Полушкин, А. Ф. Попков, Н. Н. Салащенко // *Письма в ЖЭТФ*. – 2003. – Т.73.- Вып.4. – С.214-219.
- [119] Fraerman, A. A. Rectangular lattices of permalloy nanoparticles: Interplay of single-particle magnetization distribution and interparticle interaction / A. A. Fraerman, S. A. Gusev, L. A. Mazo, I. M. Nefedov, Yu. N. Nozdrin, I. R. Karetnikova, M. V. Sapozhnikov,

- I. A. Shereshevskii, L. V. Sukhodoev // *Physical Review B*. – 2002. – V.65. – P.064424-1 - 064424-5.
- [120] Gusev, S. A. C<sub>60</sub> Fulleride as a resist for nanolithography / S. A. Gusev, E. B. Kluev, L. A. Mazo et. al. // *Abstract of IWFAС-97 (St. Petersburg)*. – 1997. – P.296.
- [121] Звездин, А. К. Магнитооптика тонких пленок / А. К. Звездин, В. А. Котов // Москва, Наука. - 1988.
- [122] Boerner, E. D. Dynamics of thermally activated reversal in nonuniformly magnetized single particles / E.D.Boerner, H.N.Bertran // *IEEE Transactions on Magnetic*. – 1997. - V.33. - P.3052-3054.
- [123] Kebe, Th. Calibration of magnetic force microscopy tips by using nanoscale current-carrying parallel wires / Th. Kebe, A. Carl // *Journal of Applied Physics*. – 2004. – V.95. - P.775-792.
- [124] Андреев, С. С. Оптимизация технологии изготовления многослойных Mo/Si зеркал / С. С. Андреев, С. В. Гапонов, С. А. Гусев, С. Ю. Зуев, Е. Б. Ключенков, К.А. Прохоров, Н. И. Полушкин, Е. Н. Садова, Н. Н. Салашенко, Л. А. Суслов // Материалы совещания “Рентгеновская оптика - 2000” (Н. Новгород, 22-25 февраля 2000 г.). – 2000ю – С.118-138.
- [125] Гапонов, С. В. Рассеяние мягкого рентгеновского излучения и холодных нейтронов на многослойных структурах с шероховатыми границами / С.В. Гапонов, В.М. Генкин, Н.Н. Салашенко, А.А. Фраерман // *ЖТФ*. – 1986. - Т.56. - С.708-714.
- [126] Asadchikov, V. E. Comparative study of the roughness of optical surfaces and thin films by use of X-Ray scattering and atomic force microscopy / V. E. Asadchikov, A. Duparre, S. Jakobs, A. Yu. Karabekov, I. V. Kozhevnikov, Y. S. Krivonosov // *Applied Optics*. – 1999. - V.38. - P.684-691.
- [127] Борн, М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф // Москва, Наука. – 1970.
- [128] Gale, M. T. Replication techniques for diffractive optical elements / M. T. Gale // *Microelectronic Engineering*. – 1997. – V.34. – P.321-339.
- [129] Krauss, Peter R. Nano-compact disks with 400 Gbit/in<sup>2</sup> storage density fabricated using nanoimprint lithography and read with proximal probe / Peter R. Krauss, Stephen Y. Chou // *Applied Physics Letters*. – 1997. - V.71. – P.3174 – 3176.
- [130] Schifta, H. Nanoreplication in polymers using hot embossing and injection molding / H. Schifta, C. Davida, M. Gabrielb, J. Gobrechta, L. J. Heydermana, W. Kaiserc, S. Köppeld, L. Scandellaa // *Microelectronic Engineering*. – 2000. – V.53. – P.171-174.
- [131] Rogers, J. A. Printing, molding, and near-field photolithographic methods for patterning organic lasers, smart pixels and simple circuits / J. A. Rogers, a, Z. Bao, M. Meier, A. Dodabalapur, O. J. A. Schueller, G. M. Whitesides // *Synthetic Metals*. – 2000. – V.115. – P.5-11.

- [132] Гапонов, С. В. Работы в области проекционной EUV-литографии в рамках российской программы / С. В. Гапонов, Е. Б. Ключенков, Н. Н. Салащенко, Н. И. Чхало, В. Е. Костюков, Л. А. Синегубко, В. Д. Скупов, А. Ю. Седаков // Материалы международного симпозиума "Нанопизика и нанозлектроника" (Н.Новгород, 25-29 марта 2005 г.). – 2005. – Т.1. – С.44-47.
- [133] <http://math.nist.gov/oommf>
- [134] Вдовичев, С. Н. Торцевые джозефсоновские переходы с прослойкой из нитрида кремния / С. Н. Вдовичев, А. Ю. Климов, Ю. Н. Ноздрин, В. В. Рогов // Письма в ЖТФ. – 2004. – Т.30. – С.42-56.
- [135] Самохвалов, А. В. Максимальный свертток джозефсоновского перехода в поле магнитных частиц / А. В. Самохвалов // Письма в ЖЭТФ. – 2003. – Т.78.- Вып.6. – С.822-826.
- [136] Aladyshkin, A. Y. Influence of ferromagnetic nanoparticles on the critical current of Josephson junction / A. Y. Aladyshkin, A. A. Fraerman, S. A. Gusev, A. Y. Klimov, Y. N. Nozdrin, G. L. Pakhomov, V. V. Rogov, S. N. Vdovichev // Journal of magnetism and magnetic materials. – 2003. – V.258-259. – P.406.
- [137] Stolz, R. LTS SQUID sensor with a new configuration / R. Stolz, L. Fritsch, H.-G. Meyer // Superconductor science and technology – 1999. – V.12. – P.806-808.
- [138] Chopra, Harsh Deep. Nature of coupling and origin of coercivity in giant magnetoresistance NiO-Co-Cu-based spin valves / Harsh Deep Chopra, David X. Yang, P. J. Chen, D. C. Parks, W. F. Egelhoff, Jr // Physical Review B. – 2000. - V.61. – P.9642–9652.
- [139] Pennec, Y. Switching-mode-dependent magnetic interlayer coupling strength in spin valves and magnetic tunnel junctions / Y. Pennec, J. Camarero, J. C. Toussaint, S. Pizzini, M. Bonfim, F. Petroff, W. Kuch, F. Offi, K. Fukumoto, F. Nguyen Van Dau, J. Vogel // Physical Review B. – 2004. - V.69. – P.180402-1 – 180402-4.
- [140] Barness, D. Zero field resistance dip in magnetic tunnel junctions employing a granular electrode / D. Barness, A. Frydman // Physical Review B. – 2005. - V.72. – P.012313-1 – 012413-4.

## Список работ автора по теме диссертации

- [A1] Fraerman, A. A. Determination of the X-ray mirror component angle dependence and effective surface roughness on the base of AFM measurements / A. A. Fraerman, S. V. Gaponov, B. A. Gribkov, V. L. Mironov, N. N. Salashchenko // *Physics of Low – Dimensional Structures*. - 2002. - V.5/6. - P.79-83.
- [A2] Бирюков, А. В. Исследование возможности получения сверхгладких подложек методом репликации эталонных поверхностей полимерными пленками / А. В. Бирюков, Д. Г. Волгунов, С. В. Гапонов, Б. А. Грибков, С. Ю. Зуев, В. Л. Миронов, Н. Н. Салащенко, Л. А. Суслов, С. А. Тресков // *Поверхность*. – 2003. - Т.1. - С.109-112.
- [A3] Бирюков, А. В. АСМ и РРМ исследования шероховатостей поверхности стеклянных подложек с негауссовым распределением по высотам / А. В. Бирюков, С. В. Гапонов, Б. А. Грибков, М. В. Зорина, В. Л. Миронов, Н. Н. Салащенко // *Поверхность*. – 2003. – Т.2. - С.17-20.
- [A4] Грибков, Б. А. Сравнительные исследования шероховатости поверхностей с негауссовым распределением по высотам методами атомно-силовой микроскопии и рентгеновской рефлектометрии / Б. А. Грибков, В. Л. Миронов // *Заводская лаборатория*. – 2003. - Т.69. - С.29-34.
- [A5] Fraerman, A. A. Magnetic Force Microscopy to determine vorticity direction in elliptical Co nanoparticles / A. A. Fraerman, L. Belova, B. A. Gribkov, S. A. Gusev, A. Yu. Klimov, V. L. Mironov, D. S. Nikitushkin, G. L. Pakhomov, K. V. Rao, V. B. Shevtsov, M. A. Silaev, S. N. Vdovichev // *Physics of Low – Dimensional Structures*. – 2004. – V.1/2. - P.35-40.
- [A6] Fraerman, A. A. On the possibility of non-contact investigation into ferromagnetic nanoparticles using Josephson magnetometer / A. A. Fraerman, B. A. Gribkov, S. A. Gusev, A. Yu. Klimov, Yu. N. Nozdrin, G. L. Pakhomov, V. V. Rogov, S. N. Vdovichev // *Physics of Low – Dimensional Structures*. – 2004. – V.1/2. - P.111-116.
- [A7] Fraerman, A. A. Observation of MFM tip-induced remagnetization effects in elliptical ferromagnetic nanoparticles / A. A. Fraerman, B. A. Gribkov, S. A. Gusev, V. L. Mironov, N. I. Polushkin, S. N. Vdovichev // *Physics of Low – Dimensional Structures*. – 2004. – V.1/2. - P.117-122.
- [A8] Вдовичев, С. Н. Свойства джозефсоновских контактов в неоднородном магнитном поле системы ферромагнитных частиц / С. Н. Вдовичев, Б. А. Грибков, С. А. Гусев, Е. Ильичев, А. Ю. Климов, Ю. Н. Ноздрин, Г. Л. Пахомов, В. В. Рогов, Р. Штольтц, А. А. Фраерман // *Письма в ЖЭТФ*. – 2003. – Т.80.- Вып.10. – С.758-762.
- [A9] Vodolazov, D. Y. Considerable enhancement of the critical current in a superconducting film by a magnetized magnetic strip. / D. Y. Vodolazov, B. A. Gribkov, S.

A. Gusev, A. Yu. Klimov, Yu. N. Nozdrin, V. V. Rogov, S. N. Vdovichev // *Physical Review B*. – 2005. - V.72. – P.1-6.

[A10] Vdovichev, S. N. Properties of Josephson junctions in the inhomogeneous magnetic field of a system of ferromagnetic particles. / S. N. Vdovichev, B. A. Gribkov, S. A. Gusev, E. Il'ichev, Yu. N. Nozdrin, G. L. Pakhomov, A.V. Samokhvalov, R. Stolz, A. A. Fraerman // *Journal of magnetism and magnetic materials*. – 2006. – V.300. – P.202-205.

[A11] Грибков, Б. А. Исследование процессов локального перемагничивания в наночастицах Fe-Cr / Б. А. Грибков, В. Л. Миронов, Н. И. Полушкин, В. Б. Шевцов // *Поверхность*. – 2006. – Т.5. – С.19-21.

[A12] Gaponov, S. V. Comparative investigations of surface roughness by X-ray reflection and probe microscopy / S. V. Gaponov, B. A. Gribkov, V. L. Mironov, N. N. Salaschenko, A. A. Fraerman // *Proceedings of International Conference "Interaction of radiation with solids"* (Minsk, October 3-5). – 2001. - P.335-337.

[A13] Бирюков, А. В. АСМ и РРМ исследования шероховатостей поверхности стеклянных подложек с негауссовым распределением по высотам / А. В. Бирюков, С. В. Гапонов, Б. А. Грибков, М. В. Зорина, В. Л. Миронов, Н. Н. Салащенко // *Труды Всероссийского совещания "Рентгеновская оптика - 2002"* (Н.Новгород, 18-21 марта). - 2002. - С.241 - 244.

[A14] Бирюков, А. В. Исследование возможности получения сверхгладких подложек методом репликации эталонных поверхностей полимерными пленками / А. В. Бирюков, Д. Г. Волгунов, С. В. Гапонов, Б. А. Грибков, С. Ю. Зуев, В. Л. Миронов, Л. А. Суслов, Н. Н. Салащенко, С. А. Тресков // *Труды Всероссийского совещания "Рентгеновская оптика - 2002"* (Н.Новгород, 18-21 марта). - 2002. - С.237-240.

[A15] Gaponov, S. V. AFM investigations of the nanoscale roughness of polymer replicas on the glass substrates / S. V. Gaponov, B. A. Gribkov, V. L. Mironov, N. N. Salashchenko, D. G. Volgunov // *Proceedings of International workshop "Scanning Probe microscopy – 2002"* (N.Novgorod, March 3-6). – 2002. - P.140-142.

[A16] Fraerman, A. A. Determination of the X-ray component angle dependence and effective surface roughness on the base of AFM measurements / A. A. Fraerman, S. V. Gaponov, B. A. Gribkov, V. L. Mironov, N. N. Salashchenko // *Proceedings of International workshop "Scanning Probe microscopy – 2002"* (N.Novgorod, March 3-6). – 2002. - P.235-237.

[A17] Волгунов, Д. Г. Наномасштабная репликация поверхности с помощью тонких слоев полимерных материалов на стеклянных подложках / Д. Г. Волгунов, С. В. Гапонов, Б. А. Грибков, В. Л. Миронов, Н. Н. Салащенко // *Тезисы докладов "XIX Российской конференции по электронной микроскопии"* (п. Черноголовка, 28 – 31 мая). - 2002. - С.117.

- [A18] Fraerman, A. A. - Determination of the X-ray reflection angle dependence and the effective surface roughness in the X-ray range on the basis of AFM measurements / A. A. Fraerman, S. V. Gaponov, B. A. Gribkov, V. L. Mironov, N. N. Salashchenko // Proceedings of 7-th international conference on nanometer-scale science and technology and 21-st European conference on surface science NANO-7, ECOSS-21, Malmo (Sweden). – 2002. - P.38.
- [A19] Gaponov, S. V. Polymer replication of supersmooth etalon surfaces for the X-ray optics application: SPM and X-ray investigations / S. V. Gaponov, B. A. Gribkov, V. L. Mironov, N. N. Salashchenko, D. G. Volgunov // Proceedings of 7-th international conference on nanometer-scale science and technology and 21-st European conference on surface science NANO-7, ECOSS-21, Malmo (Sweden). – 2002. - P.38.
- [A20] Gaponov, S. V. Nano-scale surface replication by polymer layers: SPM and X-ray investigations / S. V. Gaponov, B. A. Gribkov, V. L. Mironov, N. N. Salashchenko, S. A. Treskov, D. G. Volgunov // Proceedings of International Symposium "Nanomeeting-2003" (Minsk, May 20 –23). – 2003. – P.262-265.
- [A21] Polushkin, N. I. Characterization of patterned nanomagnet arrays by scanning probe microscopy / N. I. Polushkin, B. A. Gribkov, V. L. Mironov // Book of abstracts international conference "Micro- and nano electronics - 2003", Zvenigorod, October 6-10. – 2003. - P.O1-21.
- [A22] Fraerman, A. A. Observation of MFM tip induced remagnetization effects in elliptical ferromagnetic nanoparticles / A. A. Fraerman, B. A. Gribkov, S. A. Gusev, V. L. Mironov, N. I. Polushkin, S. N. Vdovichev // Proceedings of International Workshop "Scanning Probe Microscopy – 2004" (N.Novgorod, May 2-6). – 2004. - P.95-98.
- [A23] Fraerman, A. A. Magnetic force microscopy to determine vorticity direction in elliptical Co nanoparticles / A. A. Fraerman, B. A. Gribkov, S. A. Gusev, A. Yu. Klimov, V. L. Mironov, D. S. Nikitushkin, G. L. Pakhomov, V. B. Shevtsov, M. A. Silaev, S. N. Vdovichev // Proceedings of International Workshop "Scanning Probe Microscopy – 2004" (N.Novgorod, May 2-6). – 2004. - P.201-204.
- [A24] Грибков, Б. А. Исследование процессов локального перемагничивания в наночастицах Fe-Cr / Б. А. Грибков, В. Л. Миронов, Н. И. Полушкин // Труды международного симпозиума "Нанофизика и нанoeлектроника - 2005", (Н.Новгород, 25-29 марта). – 2005. - С.178-179.
- [A25] Никитушкин, Д. С. Моделирование МСМ изображений ферромагнитных наночастиц со сложным распределением намагниченности / Д. С. Никитушкин, Б. А. Грибков, В. Л. Миронов // Труды международного симпозиума "Нанофизика и нанoeлектроника - 2005", (Н.Новгород, 25-29 марта). – 2005. - С.184-185.

- [A26] Миронов, В. Л. - Переходы между однородным и вихревым состояниями в наночастицах Со под действием магнитного поля зонда магнитно-силового микроскопа / В. Л. Миронов, Б. А. Грибков, А. А. Фраерман, И. Р. Каретникова, С. Н. Вдовичев, С. А. Гусев, И. М. Нефедов, И. А. Шерешевский // Труды международного симпозиума "Нанопизика и наноэлектроника - 2005", (Н.Новгород, 25-29 марта). – 2005. - С.182-183.
- [A27] Грибков, Б. А. Изготовление асферических подложек с супергладкими поверхностями / Б. А. Грибков, Е. Б. Ключенков, Н. Н. Салащенко, В. А. Слемзин, И. Л. Струля // Труды международного симпозиума "Нанопизика и наноэлектроника - 2005" (Н.Новгород, 25-29 марта). – 2005. – С.506-507.
- [A28] Вдовичев, С. Н. О возможности наблюдения хиральных эффектов в ферромагнитных наночастицах / С. Н. Вдовичев, Б. А. Грибков, С. А. Гусев, В. Л. Миронов, Д. С. Никитушкин, А. А. Фраерман, В. Б. Шевцов // Труды международного симпозиума "Нанопизика и наноэлектроника - 2005", (Н.Новгород, 25-29 марта). – 2005. - С.173-174.
- [A29] Mironov, V. L. MFM tip induced remagnetization effects in elliptical ferromagnetic nanoparticles / V. L. Mironov, B. A. Gribkov, A. A. Fraerman, N. I. Polushkin, S. N. Vdovichev // Proceedings of International Symposium "Nanomeeting- 2005", (Minsk, May 24 –27). – 2005. - P.307-310.
- [A30] Грибков, Б. А. Исследование субмикронных частиц кобальта методами магнитно-силовой микроскопии / Б. А. Грибков, В. Л. Миронов, Д. С. Никитушкин, С. А. Гусев, С. Н. Вдовичев, А. А. Фраерман // Труды XIV Российского симпозиума по растровой электронной микроскопии и аналитическим методам исследования твердых тел (РЭМ-2005, Черногоровка, 30 мая – 3 июня). – 2005. - С.51-52.
- [A31] Gribkov, B. A. MFM Tip Induced Remagnetization Effects in ferromagnetic sub-micron sized particles / B. A. Gribkov, S. A. Gusev, A. A. Fraerman, I. R. Karetnikova, V. L. Mironov, I. M. Nefedof, N. I. Polushkin, I. A. Shereshevsku, S. N. Vdovichev // Book of abstracts International conference " Micro- and nanoelectronics 2005". – 2005. - P.02–11D.
- [A32] Fraerman, A. A. Nonuniform magnetic field of ferromagnetic nanoparticle as source for control transport properties of superconductor structures / A. A. Fraerman, B. A. Gribkov, S. A. Gusev, E. Il'ichev, A. Yu. Klimov, Yu. N. Nozdrin, G. L. Pakhomov, V. V. Rogov, R. Stolz, D. Y. Vodolazov S. N. Vdovichev. // Book of abstracts International conference " Micro- and nanoelectronics 2005". – 2005. - P.01–32D.
- [A33] Вдовичев, С. Н. Исследование транспортных свойств сверхпроводящих структур в неоднородном магнитном поле ферромагнитных наночастиц / С. Н. Вдовичев, Д. Ю. Водолазов, Б. А. Грибков, С. А. Гусев, А. Ю. Климов, Ю. Н.

Ноздрин, А. В. Самохвалов, В. В. Рогов, А. А. Фраерман // Материалы X международного симпозиума "Нанофизика и нанoeлектроника" (Н.Новгород, 13-17 марта). – 2006. - С.142.

[A34] Сапожников, М. В. Влияние ферромагнитных наночастиц на транспортные свойства мостиков GaMnAs / М. В. Сапожников, Б. А. Грибков, А. А. Фраерман, Ю. А. Климов, Joonyeon Chang // Материалы X международного симпозиума "Нанофизика и нанoeлектроника" (Н.Новгород, 13-17 марта). – 2006. - С.253.

[A35] Вдовичев, С. Н. Статистика вихревых состояний двумерных решеток ферромагнитных нанодисков / С. Н. Вдовичев, Б. А. Грибков, С. А. Гусев, Д. С. Никитушкин, А. А. Фраерман, В. Б. Шевцов // Материалы X международного симпозиума "Нанофизика и нанoeлектроника" (Н.Новгород, 13-17 марта). – 2006. - С.263.

[A36] Грибков, Б. А. Магнитно-силовая микроскопия многослойных наночастиц на основе кобальта // Б. А. Грибков, А. А. Фраерман, Д. С. Никитушкин, С. А. Гусев, С. Н. Вдовичев, В. Б. Шевцов, В. Л. Миронов, С. В. Гапонов // Материалы X международного симпозиума "Нанофизика и нанoeлектроника" (Н.Новгород, 13-17 марта). – 2006. - С.225.

[A37] Миронов, В. Л. Магнитно-силовая микроскопия наночастиц Co / В. Л. Миронов, Б. А. Грибков, А. А. Фраерман, С. А. Гусев, С. Н. Вдовичев, Д. С. Никитушкин, В. Б. Шевцов, И. Р. Каретникова, И. М. Нефедов, И. А. Шерешевский // Материалы X международного симпозиума "Нанофизика и нанoeлектроника" (Н.Новгород, 13-17 марта). – 2006. - С.13

[A38] Миронов, В. Л. Магнитно-силовая микроскопия наночастиц на основе Co / В. Л. Миронов, Б. А. Грибков, А. А. Фраерман, С. А. Гусев, С. Н. Вдовичев, Д. С. Никитушкин, В. Б. Шевцов, И. Р. Каретникова, И. М. Нефедов, И. А. Шерешевский // Труды X международной школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники" (Москва, 12-16 июня). – 2006. - С.311-313.