УЧРЕЖДЕНИЕ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК ИНСТИТУТ ФИЗИКИ МИКРОСТРУКТУР РАН

На правах рукописи

Миронов Виктор Леонидович

СКАНИРУЮЩАЯ ЗОНДОВАЯ МИКРОСКОПИЯ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ НАНОСТРУКТУР

01.04.01 – приборы и методы экспериментальной физики

Диссертация на соискание ученой степени доктора физико - математических наук

Нижний Новгород – 2009 г.

СОДЕРЖАНИЕ

введени	Е	7
ГЛАВА 1.	Методы сканирующей зондовой микроскопии и их применени	e
	для исследования наномасштабных свойств поверхности	
	и тонкопленочных структур	
	(Описание методов СЗМ и обзор литературы)	32
1.1.	Сканирующая туннельная микроскопия	. 33
1.2.	Атомно-силовая микроскопия	.47
1.3.	Магнитно-силовая микроскопия	. 72
1.4.	Комплекс сканирующих зондовых микроскопов	89
1.5.	Применение методов атомно-силовой микроскопии	
	для исследования шероховатости поверхности	95
1.6.	Применение методов фотоассистированной СЗМ	
	для исследования полупроводниковых структур	. 107
1.7.	Магнитно-силовая микроскопия субмикронных	
	ферромагнитных частиц	116
1.8.	Выводы	132
ГПАРА Э	Иладолования начамалитебным исполовотостой наворушаети	
I JIADA 2.	исследование наномасштаоных шероховатостей поверхности методами сканирующей зондовой микроскопии	134
2.1		151
2.1	. Сравнительные исследования шероховатостеи методами	
ато	омно-силовои микроскопии и рентгеновскои	125
pe	рлектометрии	135
	2.1.1. Определение параметров шероховатостеи поверхности	120
	на основе данных рентгеновской рефлектометрии	130
	2.1.2. Определение параметров микрорельефа поверхности	1 4 2
	методом АСМ	143
	2.1.3. Сопоставление диапазонов пространственных частот,	1 4 4
	регистрируемых АСМ и РРМ	144
	2.1.4. Методика экспериментов	. 146

2.1.5. Сравнение оценок среднеквадратичной шероховатости,	
сделанных на основе АСМ данных и по угловым	
зависимостям зеркальной компоненты	
рассеянного излучения	148
2.1.6. Сравнение оценок радиуса корреляции и параметра	
Херста, сделанных на основе АСМ данных и	
по угловым зависимостям диффузной компоненты	
рассеянного излучения	152
2.2. Исследования шероховатостей комбинированных подложек	
полимер-стекло, получаемых методом репликации эталонных	
поверхностей тонкими слоями полимерных материалов	156
2.3. Выводы	165
ГЛАВА 3. Исследование локальных свойств полупроводниковых	
гетероструктур GaAs/GaInAs методами зондовой	
микроскопии	167
3.1. Комбинированный сканирующий туннельный / ближнепольный	
оптический микроскоп	167
3.2. Исследование локального фототока в полупроводниковых	
структурах GaAs/GaInAs с квантовыми ямами и точками	171
3.3. Исследование локальной фотолюминесценции в гетероструктурах	- -
GaAs/GaInAs с квантовыми ямами	186
3.4. Выводы	192
ГЛАВА 4 Магнитно-силовая миклоскопия ферромагнитных	
1 JIADA 4. Mai in Tho-enjioban Makpoekonan weppomai na mbix	
наночастиц	194
4.1. Образцы и методика эксперимента	194
4.2. Вихревые состояния и состояния с однородной	
намагниченностью в наночастицах эллиптической формы	195
4.3. МСМ исследования состояний намагниченности	
в двухслойных ферромагнитных наночастицах	199

	4.4	. Магнитно-силовая микроскопия трехслойных наночастиц	.208
		4.4.1. Геликоидальные состояния намагниченности	
		в трехслойных наночастицах	208
		4.4.2. Экспериментальные МСМ исследования	
		трехслойных наночастиц	208
	4.5	. Магнитно-силовая микроскопия слабокоэрцитивных	
		ферромагнитных наночастиц	217
		4.5.1. Моделирование МСМ контраста слабокоэрцитивных	
		частиц	217
		4.5.2. Экспериментальные МСМ исследования	
		слабокоэрцитивных наночастиц Со	222
	4.6	BUDOTU	227
	т.0	. Быроды	221
ГЛАВА	5.	Исследования индуцированных магнитным полем	
		МСМ зонда процессов перемагничивания	
		ферромагнитных наночастиц	229
	5.1	. Влияние поля зонда магнитно-силового микроскопа на	
		распределение намагниченности в исследуемых образцах	230
	5.2	. Исследование индуцированных магнитным полем МСМ зонда	
		переходов между состояниями с однородной намагниченностью в	3
		субмикронных частицах Fe-Cr	239
	5.3	. Взаимодействие магнитного вихря с полем зонда	
		магнитно-силового микроскопа	248
		5.3.1. Энергия взаимодействия магнитного вихря	
		с полем точечного зонда	249
		5.3.2. Компьютерное моделирование движения	
		вихря в поле зонда	253
	5.4	. Экспериментальные исследования индуцированных	
		магнитным полем МСМ зонда переходов между	
		однородным и вихревым состояниями намагниченности в	
		эллиптических частицах Со	257

	5.5	Индуцированное зондом МСМ перемагничивание двухслойных	
		ферромагнитных наночастиц	267
	5.6	Применение МСМ методик перемагничивания ферромагнитных	
		наночастиц для управления транспортными свойствами	
		магниточувствительных структур	277
	5.7	Выводы	284
ГЛАВА	6.	Запись информации на массивах магнитных наночастиц	
		с помощью зонда магнитно-силового микроскопа	287
	6.1.	Оптимизация параметров зондов магнитно-силового	
		микроскопа для исследования массивов сверхмалых	
		ферромагнитных наночастиц	289
		6.1.1. Зависимость МСМ контраста от геометрических	
		параметров зондов	289
		6.1.2. Влияние параметров зондов на пространственное	
		разрешение магнитно-силового микроскопа	302
		6.1.3. Структура создаваемых МСМ зондами	
		магнитных полей	307
	6.2	Оптимизация системы для записи информации на основе	
		массива ферромагнитных частиц и магнитно-силового	
		микроскопа	313
	6.3	Индуцированное зондом МСМ перемагничивание наночастиц	
		СоРt с перпендикулярной анизотропией	319
		6.3.1. Приготовление образцов и экспериментальная техника	320
		6.3.2. Создание нанодоменов в пленке CoPt зондом MCM	320
		6.3.3. Перемагничивание зондом MCM частиц CoPt	
		диаметром 200 нм	322
		6.3.4. Перемагничивание зондом MCM частиц CoPt	
		диаметром 35 нм	330
	6.4	Выводы	336

ЗАКЛЮЧЕНИЕ	338
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	342
СПИСОК РАБОТ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ	375

Введение

Актуальность работы

Сканирующая зондовая микроскопия (C3M) - один из мощных современных методов исследования морфологии и локальных свойств поверхности твердого тела с высоким пространственным разрешением. За последние 20 лет зондовая микроскопия превратилась из экзотической методики, доступной лишь ограниченному числу исследовательских групп, в широко распространенный и успешно применяемый инструмент для исследования и модификации свойств поверхности, тонкопленочных структур и наноструктур на их основе.

Бурное развитие методов C3M, таких, как сканирующая туннельная микроскопия (CTM), атомно-силовая микроскопия (ACM), магнитно-силовая микроскопия (MCM) и их успешное применение для исследований самых разнообразных объектов обусловлено несколькими аспектами:

- простота и высокая эффективность C3M методик способствовали их широкому распространению во многих областях науки и техники;

- сканирующие зондовые микроскопы позволяют проводить исследования в широком интервале температур и при различных внешних условиях: на воздухе, в вакууме, в жидких и газообразных средах, в присутствии внешних электромагнитных полей и др., обеспечивая при этом высокое (вплоть до атомарного) пространственное разрешение;

 зондовая микроскопия предоставляет возможности получения комплексной информации с одного и того же места исследуемого объекта посредством применения различных СЗМ методик;

- C3M обладает высокой сочетаемостью с другими методами исследования механических, оптических, электрических и магнитных свойств твердых тел;

- с развитием методов C3M появились уникальные возможности локального активного воздействия на структуру и свойства исследуемых объектов, что обусловило развитие целого ряда новых направлений в нанотехнологии.

Вместе с тем, при разработке новых СЗМ методик и при исследовании новых объектов часто приходится сталкиваться с решением целого ряда методологических проблем. В качестве наиболее общих и важных проблем можно указать следующие:

- проблема влияния зонда на структуру и свойства исследуемых образцов, диагностика искажений СЗМ изображений, связанных с таким влиянием, и исключение приборных артефактов из СЗМ изображений;
- проблема интерпретации результатов СЗМ исследований с учетом особенностей формирования контраста в различных СЗМ методиках и для различных конкретных образцов;
- метрологические проблемы C3M, связанные с получением количественных характеристик свойств исследуемых объектов;
- установление взаимного соответствия между экспериментальными данными, получаемыми методами СЗМ, и другими методами диагностики свойств твердых тел;
- развитие новых методик измерений, предоставляющих более адекватную информацию об исследуемых объектах;
- разработка методов локальной селективной модификации свойств исследуемых образцов.

Все эти проблемы решались в диссертационной работе в применении к СЗМ исследованиям широкого круга твердотельных наноструктур с существенно различающимися свойствами.

Представленная работа посвящена развитию методов зондовой микроскопии и их применению для исследования поверхности твердого тела и локальных свойств перспективных тонкопленочных структур, таких, как полупроводниковые гетероструктуры с квантовыми ямами и точками, являющиеся основой для создания эффективных инжекционных лазеров и фотоприемников инфракрасного диапазона длин волн, а также магнитные наноструктуры, интерес к которым обусловлен возможностью их применения в качестве дискретных сред для магнитной записи информации с высокой плотностью, для изготовления

управляемых источников сильно неоднородных магнитных полей и для создания приборов наноспинтроники.

Актуальность представленной работы обусловлена, с одной стороны, важностью объектов исследований (тонкопленочные структуры и наноструктуры на основе полупроводников, сверхпроводников и ферромагнетиков интенсивно изучаются многими научными группами с помощью различных методов, что объясняется как интересом к ИХ фундаментальным свойствам, так И перспективностью ИХ практического применения В современной микроэлектронике), а с другой стороны, новизной и перспективностью методов, развиваемых для исследования данных структур. При этом выбор направлений развития СЗМ методик и выбор образцов для исследования были продиктованы практическими задачами, связанными с основными направлениями научной тематики Института физики микроструктур РАН.

Цели и задачи диссертационной работы

Целью диссертационной работы являлась разработка новых методик сканирующей зондовой микроскопии и их применение для исследования локальных (на нанометровых масштабах) свойств поверхности твердых тел, а также твердотельных тонкопленочных структур и наноструктур на основе полупроводников и ферромагнетиков, имеющих важное значение для приложений в микроэлектронике.

Основными задачами данной работы являлись:

1. Проведение сравнительных исследований наномасштабных шероховатостей поверхности твердого тела методами сканирующей зондовой микроскопии и рентгеновской рефлектометрии (PPM). Разработка СЗМ методики определения эффективных параметров рельефа поверхности, характеризующих рассеяние рентгеновского излучения, для диагностики шероховатостей подложек, применяемых при изготовлении элементов оптики рентгеновского диапазона длин волн.

2. Разработка аппаратуры и СЗМ методик регистрации локального фототока в фоточувствительных полупроводниковых структурах. Проведение исследований локальных спектральных зависимостей фотопроводимости и

неоднородности фотолюминесцентных свойств в полупроводниковых гетероструктурах In_xGa_{1-x}As/GaAs с квантовыми ямами и точками.

3. Разработка СЗМ методик визуализации и модификации магнитного состояния массивов ферромагнитных наночастиц с целью создания конфигурируемых источников сильно неоднородного магнитного поля и перспективных сред для записи информации.

Научная новизна

1. Проведены сравнительные исследования микрошероховатости поверхности серии тестовых подложек с различными типами поверхностного рельефа микроскопии метолами атомной силовой И рентгеновской рефлектометрии. Показано, что в случае поверхностей, имеющих негауссово распределение по высотам, наблюдается расхождение в оценках параметров среднеквадратичного отклонения и корреляционной длины, полученных из угловых РРМ зависимостей интенсивности зеркальной и диффузной компонент рассеянного рентгеновского излучения, и из расчетов по АСМ профилям поверхности. Показано, что метод АСМ дает более адекватную, по сравнению с методом РРМ, информацию о геометрических характеристиках ансамбля шероховатостей поверхности.

2. Предложена оригинальная СТМ методика регистрации спектральных зависимостей локального фототока в полупроводниковых квантоворазмерных структурах с высоким пространственным разрешением. Исследованы СТМ спектры фототока в гетероструктурах $In_xGa_{1-x}As/GaAs$ с квантовыми ямами и квантовыми точками, расположенными на различной глубине относительно приповерхностной области пространственного заряда. Для квантовых точек InAs, расположенных вблизи поверхности образца в области пространственного заряда, впервые получены спектры фототока, содержащие особенности, связанные с переходами носителей между уровнями размерного квантования в смачивающем слое InAs и квантовых точках.

4. В субмикронных эллиптических ферромагнитных частицах обнаружены индуцированные зондом МСМ обратимые переходы между однородным и

вихревым состояниями намагниченности. Впервые показана возможность управления направлением завихренности магнитного вихря в процессе перехода частицы из однородного в вихревое состояние.

5. Исследованы состояния намагниченности в наночастицах, состоящих из прослойкой. двух слоев ферромагнетика, разделенных немагнитной В таких объектах впервые наблюдались индуцированные зондом МСМ переходы между состояниями с ферромагнитным упорядочением (вектора магнитных моментов В соседних ферромагнитных слоях сонаправлены) И антиферромагнитным упорядочением (вектора магнитных моментов в соседних ферромагнитных слоях направлены в противоположные стороны).

6. Проведены MCM исследования многослойных ферромагнитных наночастиц в виде круглых дисков, содержащих три слоя ферромагнетика, прослойками. разделенных немагнитными Впервые экспериментально наблюдались состояния, отвечающие неколлинеарным (геликоидальным) распределениям намагниченности в таких объектах.

исследования особенностей 7. Проведены экспериментальные MCM локального перемагничивания нанодисков *CoPt* с перпендикулярной магнитной анизотропией. Показано, что индуцированный зондом MCM процесс осуществляется перемагничивания таких частиц через неоднородное состояние, характеризуемое вихреподобное более низким энергетическим барьером по сравнению с однородными модами перемагничивания во внешнем однородном магнитном поле.

Практическая значимость

1. Разработана методика определения эффективных параметров шероховатостей поверхности подложек, характеризующих рассеяние рентгеновского излучения, основанная на расчете угловых зависимостей отраженного излучения непосредственно по АСМ профилям поверхности.

2. Предложена и апробирована методика формирования комбинированных подложек полимер-стекло сложной формы с малой поверхностной шероховатостью, основанная на репликации эталонных поверхностей тонкими слоями полимерных материалов.

3. Создан сканирующий туннельный микроскоп с оптической подсветкой рабочего промежутка зонд - образец. Разработана методика регистрации спектральных зависимостей и пространственного распределения локального фототока в полупроводниковых гетероструктурах.

3. Разработана методика локального селективного перемагничивания субмикронных ферромагнитных частиц посредством возмущения распределения намагниченности неоднородным полем зонда магнитно-силового микроскопа, позволяющая реализовать конфигурируемые источники сильно неоднородного магнитного поля на основе массивов ферромагнитных наночастиц.

4. Разработана методика локального перемагничивания нанодисков *CoPt* с перпендикулярной магнитной анизотропией посредством однократного касания зондом MCM. На массиве частиц диаметром 35 нм с расстоянием между частицами 120 нм продемонстрирована возможность MCM записи информации с плотностью 40 Gbit/in².

Представленные в диссертационной работе исследования выполнялись в рамках проектов РФФИ, программ Президиума РАН, программ ОФН РАН, Федеральных целевых научно-технических программ и ряда государственных контрактов Министерства промышленности, науки и технологий России и Федерального агентства по науке и инновациям РФ.

На основе материалов, изложенных в диссертации, подготовлен курс лекций "Основы сканирующей зондовой микроскопии", в течение ряда лет читаемый автором студентам старших курсов ННГУ им. Н.И.Лобачевского.

Личный вклад автора

Определяющий при постановке задач, разработке теоретических моделей, анализе полученных результатов и представления их в печати. Непосредственное участие в создании экспериментальных установок и проведении экспериментальных исследований.

Разработка зондовых микроскопов [A1, A4, A5] - совместно с Д.Г.Волгуновым. Разработка методики определения эффективных параметров шероховатостей, по данным ACM [A8, A11] - совместно с А.А.Фраерманом,

С.В.Гапоновым и Н.Н.Салащенко. Исследования наномасштабной репликации поверхности при помощи тонких слоев полимерных материалов [A12, A13] совместно с Б.А.Грибковым и Д.Г.Волгуновым. Разработка методики регистрации зависимостей локального фототока В спектральных полупроводниковых структурах с помощью СТМ [А7, А9] - совместно с В.Я.Алешкиным. Разработка методик перемагничивания ферромагнитных наночастиц зондом МСМ [А16, А22, А24, А28] - совместно с Б.А.Грибковым. Исследования влияния зонда МСМ на намагниченность исследуемых образцов [АЗ1, А41] - совместно с О.Л.Ермолаевой. Исследования магнитных состояний многослойных ферромагнитных наночастиц [А27, А28] - совместно с А.А.Фраерманом и Б.А.Грибковым. В совместных работах вклад равнозначный.

Основные положения, выносимые на защиту

- Разработанная методика зондовых измерений и обработки данных атомносиловой микроскопии поверхности твердых тел позволяет рассчитывать эффективные параметры поверхностного рельефа, характеризующие рассеяние рентгеновского излучения.
- Метод репликации сверхгладких эталонных поверхностей с помощью тонких слоев полимерных материалов позволяет изготавливать подложки с шероховатостью на уровне 0,3 нм, пригодные для создания элементов отражательной оптики рентгеновского диапазона длин волн.
- 3. СТМ спектры фототока в гетероструктурах InAs/GaAs с квантовыми точками, расположенными на поверхности образца, содержат особенности, обусловленные переходами носителей между подзонами размерного квантования в смачивающем слое InAs, а также между уровнями размерного квантования в квантовых точках InAs.
- 4. Экспериментально распределения MCM измеренные контраста OT многослойных нанодисков, состоящих из двух слоев ферромагнетика, немагнитной прослойкой, соответствуют разделенных состояниям с ферромагнитной и антиферромагнитной ориентацией магнитных моментов в соседних слоях ферромагнетика.

- Спиральные распределения МСМ контраста от многослойных нанодисков, состоящих из трех слоев ферромагнетика с сильным магнитостатическим взаимодействием между слоями, соответствуют неколлинеарной (геликоидальной) структуре намагниченности.
- 6. Направление магнитного момента эллиптической однородно намагниченной ферромагнитной наночастицы может быть изменено на противоположное посредством возмущения распределения намагниченности в процессе несимметричного прохода зонда над частицей.
- 7. В эллиптических ферромагнитных частицах направление знака завихренности магнитного вихря может быть изменено под действием поля зонда МСМ посредством двухстадийного процесса, сопровождающегося переходом из вихревого состояния в однородное, а затем вновь в вихревое с противоположным направлением завихренности.
- 8. Процесс перемагничивания нанодисков *CoPt* с перпендикулярной магнитной MCM, анизотропией, индуцированный зондом осуществляется через неоднородное вихреподобное состояние, характеризуемое более низким сравнению энергетическим барьером ПО с однородными модами перемагничивания во внешнем однородном магнитном поле.

Апробация результатов

Результаты диссертационной работы докладывались на 59 российских и международных конференциях. В их число входят:

- Всероссийские совещания "Зондовая микроскопия 97, 99, 2000", Н.Новгород, 1997, 1999, 2000 гг.
- III и IV Российские конференции по физике полупроводников "Полупроводники'97", Москва, 1997, "Полупроводники'99", Новосибирск, 1999.
- Всероссийские совещания "Нанофотоника 99, 2000", Н.Новгород, 1999, 2000
 гг.
- 7th and 8th International Symposium "Nanostructures: Physics and Technology", St. Petersburg, Russia, 1999, 2000.
- International Symposiums "Nanomeeting-99, 2001, 2003, 2005", Minsk, 1999, 2001, 2003, 2005.
- XI, XII, XIV, XV и XVI Российские симпозиумы по растровой электронной микроскопии и аналитическим методам исследования твердых тел "РЭМ-99, 2001, 2005, 2007, 2009", п. Черноголовка, 1999, 2001, 2005, 2007, 2009.
- 7th International Superconductive Electronics Conference, Clermont Resort, Berkley, CA, USA, 1999.
- International Conference "Advanced optical materials and devices", Vilnius, Lithuania, 2000.
- XVIII, XIX, XXI и XXII Российские конференции по растровой электронной микроскопии "РЭМ-2000, 2002, 2006, 2008", п. Черноголовка, 2000, 2002, 2006, 2008.
- Всероссийские совещания "Рентгеновская оптика 2000, 2002, 2003, 2004"
 Н.Новгород, 2000, 2002, 2003, 2004.
- IV, V и VI Белорусские семинары по сканирующей зондовой микроскопии "БелСЗМ-2000", Гомель, 2000, "БелСЗМ-2002, 2004", Минск, 2002, 2004.
- International workshops "Scanning Probe Microscopy 2001, 2002, 2003, 2004", N.Novgorod, 2001, 2002, 2003, 2004.

- International Conference "Interaction of radiation with solids", Minsk, 2001.
- 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.
- 38th IUVSTA Workshop and ISF Workshop "Electronic Processes and Sensing on the Nanoscale", Eilat, Israel, 2003.
- International conference "Micro- and nano electronics 2003, 2007", Zvenigorod, 2003, 2007.
- International conference "EASTMAG-2004, 2007", Krasnoyarsk, 2004, Kazan, 2007.
- Международные симпозиумы "Нанофизика и наноэлектроника 2005, 2006, 2007, 2008, 2009", Н.Новгород, 2005, 2006, 2007, 2008, 2009.
- Moscow International Symposium on Magnetism "MISM 2005, 2008", Moscow, 2005, 2008.
- International Conference "Functional Materials" ("ICFM 2005, 2007"), Partenit, Ukraine, 2005, 2007.
- Х международная школа-семинар "Новые магнитные материалы микроэлектроники", Москва, 2006.
- Х международная научная конференция "Актуальные проблемы твердотельной электроники и микроэлектроники", Дивноморск, 2006.
- VII и VIII международные семинары "Методологические аспекты сканирующей зондовой микроскопии", Минск, Беларусь, 2006, 2008.
- International Conference on Nanoscience and Technology ICN&T 2006, Basel, Switzerland, 2006.
- International Conference "NanoTech Insight", Luxor, Egypt, 2007.
- International Conference on Nanoscale Magnetism "ICNM-2007", Istanbul, Turkey, 2007.
- International Conference on Magnetic materials, Kolkata, India, 2007.

Публикации

Результаты работы опубликованы в оригинальных статьях в отечественных и зарубежных журналах, в авторских свидетельствах, сборниках трудов и тезисах докладов на научных конференциях. Всего по материалам диссертации опубликовано 137 работ, из них 38 журнальных статьи. Полный список публикаций автора по теме диссертационной работы приведен в конце диссертации.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения и списка литературы. Общий объем диссертации составляет 395 страниц. Диссертация содержит 217 рисунков. Список литературы включает 351 наименование.

Содержание работы

Во введении обоснована актуальность темы исследований, изложены цели работы и методы решения поставленных задач, дана общая характеристика выполненных исследований, отражена научная новизна полученных результатов.

В главе 1 кратко изложены принципы сканирующей зондовой микроскопии и дано описание комплекса сканирующих зондовых микроскопов, на котором представленные проводились исследования, В диссертационной работе. Представлен обзор литературы, посвященный исследованиям локальных свойств тонкопленочных структур и наноструктур методами сканирующей зондовой микроскопии. Рассмотрены метрологические проблемы, возникающие при исследовании наномасштабной шероховатости рельефа поверхности твердого тела методами зондовой микроскопии. Приведен обзор работ по СЗМ исследованиям локальных фотоэлектрических свойств полупроводниковых структур на основе InGaAs/GaAs с квантовыми ямами и квантовыми точками. Представлен обзор результатов исследований магнитных состояний в субмикронных ферромагнитных наночастицах методом магнитно-силовой микроскопии.

В главе 2 представлены результаты СЗМ исследований наномасштабных шероховатостей поверхности серии образцов в виде полированных пластин из стекла, кварца, кремния, а также полимерных реплик. С практической точки зрения, интерес к таким исследованиям обусловлен работами ИФМ РАН по созданию различных элементов отражательной оптики рентгеновского диапазона длин волн, в которых пластины, аналогичные исследуемым, используются в качестве подложек.

В разделе 2.1 приведены результаты сравнительных исследований серии тестовых подложек из стекла и кварца с различными типами шероховатостей поверхности методами атомно-силовой микроскопии (ACM) и рентгеновской рефлектометрии (PPM).

В результате проведенных сравнительных АСМ / РРМ исследований было показано, что в случае поверхностей, имеющих негауссово распределение по высотам, наблюдается существенное расхождение в оценках параметров среднеквадратичной шероховатости (σ), радиуса корреляции (ρ) и параметра Херста (h), полученных из угловых РРМ зависимостей интенсивности рассеянного рентгеновского излучения (σ_{PPM} , ρ_{PPM} , h_{PPM}) и из расчетов по АСМ профилям поверхности (σ_{ACM} , ρ_{ACM} , h_{ACM}). Показано, что атомно-силовая микроскопия, являясь прямым методом, дает более адекватную (по сравнению с РРМ) информацию об ансамбле шероховатостей поверхности, в то время как РРМ характеризует рассеивающую способность поверхности.

Была разработана методика расчета угловых зависимостей зеркальной и диффузной компонент рассеянного шероховатой поверхностью рентгеновского излучения по данным атомно-силовой микроскопии. Расчеты проводились на основе решения задачи рассеяния в борновском приближении искаженных волн (так называемое DWBA приближение). В этом приближении сечения зеркального и диффузного рассеяния полностью определяются рельефом поверхности. При этом, используя реальный рельеф участка поверхности подложки, регистрируемый с помощью атомно-силового микроскопа, можно рассчитать угловые зависимости рассеянного излучения и оценить эффективные параметры шероховатостей $\sigma_{3\phi\phi}$, $\rho_{3\phi\phi}$, определяющие рассеяние рентгеновского излучения

Для серии подложек из стекла по данным АСМ измерений были проведены расчеты угловых зависимостей интенсивности рассеянного шероховатостями излучения. Показано, что величины $\sigma_{3\phi\phi}$, $\rho_{3\phi\phi}$, $h_{3\phi\phi}$ хорошо совпадают с аналогичными величинами σ_{PPM} , ρ_{PPM} , h_{PPM} , полученными непосредственно в РРМ экспериментах, и могут служить для оценок параметров рельефа поверхности, характеризующих рассеяние рентгеновского излучения. В частности, предложенная методика позволяет прогнозировать по АСМ профилям малоугловое отражение рентгеновского излучения от неплоских поверхностей, когда реальные РРМ эксперименты невозможны.

В разделе 2.2 приводятся результаты исследований по созданию подложек сложной формы методами репликации эталонных поверхностей с помощью тонких слоев полимерных материалов. В качестве реплицирующих слоев использовались анаэробные акриловые герметики и фотополимерные композиции ("НИИ Полимеров", г. Дзержинск). Стеклянная пластина с нанесенным преполимером соединялась с эталонной реплицируемой поверхностью, так что в результате полимеризации между поверхностью стеклянной пластины И эталонной поверхностью формировался полимерный слой, повторяющий форму эталонной поверхности. Изготовленная таким образом структура разделялась по границе полимер – эталонная поверхность. Шероховатость поверхности полученных подложек стекло - полимерная реплика исследовалась методом атомно-силовой микроскопии, а также посредством контроля параметров изготовленных на данных подложках тестовых рентгеновских зеркал.

АСМ исследования показали, что величина шероховатости полимерных реплик практически совпадает со значением параметра шероховатости исходных реплицируемых пластин (отличие на уровне 0,2-0,4 нм). Методами магнетронного напыления на плоских комбинированных подложках полимер-стекло и на эталонных кремниевых подложках были изготовлены тестовые многослойные *Mo-Si* рентгеновские зеркала на длину волны 13,5 нм. Установлено, что полуширина спектральных зависимостей и пиковые значения коэффициента отражения в максимуме для зеркал, изготовленных на обоих типах подложек, практически совпадают. На комбинированных подложках с полимерным слоем, имеющим поверхность параболической формы, были изготовлены тестовые цилиндрические

отражатели - коллиматоры рентгеновского излучения. Рентгенооптические измерения показали, что коэффициент отражения коллиматоров на полимерных подложках на 20% меньше, чем коэффициент отражения коллиматоров, изготовленных на стандартных изогнутых кремниевых подложках. При этом форма отражателей и пространственная однородность коллимированных пучков практически совпадали.

В главе 3 представлены результаты СЗМ исследований полупроводниковых тонкопленочных структур *InGaAs/GaAs* с квантовыми ямами и квантовыми точками.

В разделе 3.1. приведено описание разработанного в ИФМ РАН комбинированного сканирующего туннельного – ближнепольно оптического микроскопа. Особенностью данного прибора является то, что рабочий промежуток СТМ совмещен с одним из фокусов оптической системы, позволяющей либо собирать излучение из области туннельного контакта зонд-образец на входной апертуре фоторегистрирующего элемента (ФЭУ), либо производить засветку туннельного контакта излучением внешнего источника. При использовании специальных оптоволоконных зондов данный прибор может работать в режиме ближнепольно оптического микроскопа.

3.2 Раздел посвящен исследованию локального фототока В полупроводниковых структурах InGaAs/GaAs с квантовыми ямами и точками. Предложен метод регистрации спектральных зависимостей локального фототока в квантоворазмерных структурах с высоким пространственным разрешением. В экспериментах регистрировались зависимости тока туннельного контакта между зондом СТМ и полупроводниковой структурой от длины волны падающего на образец излучения. Для оптической накачки образцов использовалось излучение галогенной лампы мощностью 100 Вт, пропущенное через монохроматор МДР-23. Исследовались эпитаксиальные структуры In_xGa_{1-x}As/GaAs с квантовыми ямами и точками, выращенные в ИФМ РАН методом металлоорганической газофазной эпитаксии.

Были проведены спектральные СТМ исследования фототока в структурах InGaAs/GaAs с квантовыми точками, выращенными вблизи поверхности образца. Квантовые точки имели характерные латеральные размеры ~50 нм, среднюю

высоту ~10 нм и поверхностную плотность ~ 10^{10} см⁻². Толщина покрывающего слоя составляла порядка 2 нм. Для предотвращения окисления такие структуры погружались в вакуумное масло непосредственно после роста, и спектры снимались с туннельного контакта, осуществляемого через масляную прослойку. На спектральных зависимостях СТМ фототока таких структур наблюдалась серия пиков в ближнем ИК диапазоне (880< λ <1000 нм), связанная с переходами носителей между уровнями размерного квантования в квантовых точках и в тонком смачивающем слое *InAs*.

Было исследовано влияние электрического поля на положение И интенсивность пиков в СТМ спектрах фототока, соответствующих переходам носителей Экспериментально между уровнями размерного квантования. установлено, что в коротковолновой части спектра (λ ≤ 950 нм) с ростом напряжения происходит рост средней спектральной мощности сигнала фототока и уширение спектральных пиков. Иная ситуация наблюдается для спектральных составляющих в длинноволновой части спектра ($\lambda \ge 950$ нм), где с ростом напряжения интенсивность пиков спадает и одновременно происходит их размывание. Увеличение фототока в коротковолновой области спектра может быть объяснено эффектом Франца-Келдыша в слое объемного GaAs, примыкающем к туннельному контакту, где электрические поля велики. Иначе электрическое поле влияет на интенсивность оптических переходов между локализованными состояниями в квантовых точках. В сильном электрическом поле средние координаты электронных и дырочных локализованных состояний квантовой точки смещаются в противоположные стороны. Это приводит к уменьшению интеграла перекрытия волновых функций начального И конечного состояний, а следовательно, и к уменьшению вероятности оптического перехода между ними. Кроме того, с увеличением электрического поля увеличивается вероятность туннельного перехода носителей в состояния непрерывного спектра. В результате спектральные пики, соответствующие переходам между уровнями размерного квантования, уменьшаются и размываются.

В разделе 3.3 приводятся результаты исследований неоднородности фотолюминесценции в структурах *InGaAs/GaAs* с квантовыми ямами, а также

возможности локального подавления фотолюминесценции в таких структурах посредством локального отжига.

сканирующем Эксперименты проводились на ЗОНДОВОМ микроскопе, имеющем в качестве зонда заостренное оптическое волокно, покрытое слоем металла. Апертура зондов, используемых в данных экспериментах, составляла ~ 1 мкм. В качестве источника зондирующего излучения использовался аргоновый лазер ($\lambda = 0.514$ мкм), работающий в непрерывном режиме. При спектральных исследованиях излучение фотолюминесценции, прошедшее сквозь образец, с помощью пучка многомодовых волокон направлялось на монохроматор МДР-23 и регистрировалось фотоэлектронным умножителем. Измерения проводились при комнатной температуре. Для увеличения чувствительности интенсивность лазерного излучения модулировалась с частотой ~ 10 кГц, и при приеме фотолюминесцентного излучения использовалась схема синхронного детектирования.

Были исследованы структуры двух типов: GaAs/InGaAs/GaAs (выращенная в ИΦМ PAH) гетероструктура InGaP/GaAs/InGaAs/GaAs/InGaP И лазерная (изготовленная в НИФТИ ННГУ), активной областью которых являлись квантовые ямы $In_{0.22}Ga_{0.78}As$ шириной ~ 8 нм и $In_{0.2}Ga_{0.8}As$ шириной ~ 10 нм соответственно. Обе структуры были выращены на подложках (001)GaAs методом металлорганической газофазной эпитаксии и отличались наличием у одной из них ограничивающих слоев из InGaP толщиной ~ 0,3 мкм, выполняющих функцию диэлектрического волновода. Спектры фотолюминесценции обеих гетероструктур имели интенсивные пики в области длин волн около 980 нм, соответствующие излучению из квантовых ям In_xGa_{1-x}As. При исследовании пространственного распределения фотолюминесценции обнаружено, что в структурах с волноводами InGaP отчетливо видны области с различной интенсивностью фотолюминесценции, которые сильно вытянуты в одном направлении. Эти области имели поперечный размер около 15 мкм. Спектры фотолюминесценции, снятые в разных точках этих областей, не отличались по форме, но отличались по интенсивности. Они совпадают по форме со спектрами, измеренными по обычной методике при диаметре сфокусированного лазерного пучка на образце ~ 100 мкм.

Неоднородность свечения такой структуры связана, по-видимому, с неоднородностью оптических свойств слоев *InGaP*. Исследования образцов без слоев *InGaP* показали высокую однородность сигнала фотолюминесценции по площади структуры.

Была изучена возможность локального гашения фотолюминесценции в структурах InGaAs/GaAs с квантовыми ямами за счет диффузии примеси с поверхности образца к люминесцирующему слою. С этой целью на поверхность образца наносился тонкий (~20 нм) слой, содержащий смесь атомов Cr и C. Такой слой являлся полупрозрачным для падающего излучения, что позволяло контролировать результаты воздействия излучения непосредственно по интенсивности сигнала фотолюминесценции. Выбор примеси был обусловлен тем, что Cr образует центры безизлучательной рекомбинации в GaAs. Облучение образцов производилось интенсивным лазерным излучением через оптоволоконный зонд СЗМ с апертурой ~ 1 мкм. В качестве источника излучения использовался импульсный ИАГ Nd³⁺ лазер, работающий в режиме второй гармоники ($\lambda = 532$ нм, частота импульсов 8 кГц, длительность импульсов 200 нс, средняя мощность до 2 Вт). Проведенные эксперименты показали, что существует порог по плотности мощности падающего излучения, при превышении которого происходит гашение фотолюминесценции. По оценкам, этот порог составлял ~ 10⁵ Вт/см². При сканировании зондом вдоль поверхности в области обработки наблюдалось полное гашение сигнала люминесценции. Данный метод может быть использован для создания люминесцентных микроструктур сложной геометрии.

В главе 4 представлены результаты МСМ исследований магнитных состояний, реализующихся в субмикронных ферромагнитных частицах эллиптической формы, состоящих из одного слоя *Co*, а также в многослойных частицах, состоящих из двух и трех слоев *Co*, разделенных изолирующими немагнитными прослойками.

В разделах 4.1 и 4.2 приводится краткое описание методов изготовления массивов ферромагнитных наночастиц, представлены результаты экспериментальных МСМ исследований и микромагнитного моделирования на основе уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ) вихревых состояний и

состояний с однородной намагниченностью в наночастицах *Со* эллиптической формы с латеральными размерами в диапазоне 50 ÷ 1000 нм и толщиной менее 40 нм.

Показано, что в зависимости от толщины и латеральных размеров в частицах могут реализовываться как однородные, так и вихревые состояния намагниченности.

В разделе 4.3 приведены результаты экспериментальных МСМ исследований и микромагнитного моделирования состояний намагниченности в многослойных частицах, состоящих из двух слоев *Co*, разделенных немагнитной прослойкой *Si*. Рассмотрены особенности формирования МСМ контраста от таких объектов.

МСМ исследования показали, что в исследуемых двухслойных частицах наблюдаются два типа распределений МСМ контраста, имеющих одинаковую симметрию (характерную для состояний с однородной намагниченностью), но отличающихся по интенсивности приблизительно в два раза. Проведенное моделирование МСМ изображений от таких двухслойных частиц показало, что MCM изображение с меньшей амплитудой контраста соответствует антиферромагнитной упорядоченности намагниченности слоев Со (вектора магнитных моментов в соседних слоях Со направлены в противоположные стороны - ↑↓), в то время как МСМ контраст с большей амплитудой свидетельствует о ферромагнитной упорядоченности намагниченности слоев Со (вектора магнитных моментов в соседних *Co* слоях сонаправлены - $\uparrow\uparrow$).

Также установлено, что расстояние между полюсами МСМ контраста для $\uparrow\downarrow$ конфигурации меньше, чем соответствующее расстояние для $\uparrow\uparrow$ конфигурации. На экспериментальных изображениях частиц с латеральными размерами 400 × 250 нм, состоящих из двух слоев *Co* толщиной 15 нм, разделенных прослойкой *Si* толщиной 3 нм, отношение этих расстояний равнялось 1,24. Проведенное моделирование МСМ изображений от таких частиц показало, что отношение расстояний между полюсами контраста на модельных МСМ изображениях $\uparrow\uparrow$ и $\uparrow\downarrow$ конфигураций равняется 1,2 (что близко к наблюдаемому в эксперименте значению).

В разделе 4.4 данной главы приведены результаты экспериментальных МСМ исследований и микромагнитного моделирования состояний намагниченности в многослойных частицах, состоящих из трех слоев *Co*, разделенных немагнитными прослойками *Si*.

Теоретически предсказано, что в таких частицах возможна реализация как коллинеарных состояний различной симметрии, так и состояний с неколлинеарным (геликоидальным) распределением намагниченности. При этом оптимальными, с точки зрения реализации геликоидального состояния, являются частицы с одинаковыми толщинами крайних слоев *Co*. Однако при исследованиях таких трехслойных частиц не удалось зарегистрировать каких-либо особенностей МСМ контраста, связанных с геликоидальным состоянием намагниченности: МСМ изображения имели симметрию, соответствующую однородному состоянию намагниченности. Это объясняется особенностями взаимодействия зонда и многослойной частицы. Верхний слой частицы расположен ближе к зонду и дает наибольший вклад во взаимодействие зонд-частица, который доминирует при формировании распределения MCM контраста.

Для наблюдения неколлинеарного состояния была предложена оптимальная структура частицы, в которой толщина слоев Со увеличивалась с увеличением расстояния между слоем и зондом. При этом вклады различных слоев в формирование МСМ контраста становятся приблизительно одинаковыми и возможно наблюдение спирального MCM контраста. соответствующего геликоидальному распределению намагниченности. Модельные расчеты показали, что частицы с соотношением толщин слоев Co 8-11-16 нм и толщиной Si прослоек 3 нм имеют геликоидальное состояние с углами между магнитными моментами слоев $\theta_{21} = 109^{\circ}$, $\theta_{23} = 257^{\circ}$ и являются оптимальными, с точки зрения наблюдения спирального МСМ контраста. В результате были изготовлены оптимизированные частицы, представляющие собой круглые диски диаметром 300 нм с оптимизированными толщинами слоев Со. При МСМ исследованиях таких частиц было экспериментально зарегистрировано спиральное распределение МСМ контраста, соответствующее неколлинеарной конфигурации магнитных моментов слоев Со.

В разделе 4.5 данной главы приведены результаты экспериментальных МСМ исследований малых слабокоэрцитивных ферромагнитных частиц Co c характерными латеральными размерами 50-70 нм и высотой 20 нм. Теоретически предсказаны и экспериментально зарегистрированы специфические распределения МСМ контраста в виде гауссового и кольцевого распределения, обусловленные сильным магнитным взаимодействием зонда с исследуемыми частицами. Проведены in situ MCM эксперименты во внешнем поле, показавшие, что наложение внешнего магнитного поля приводит к стабилизации магнитного момента слабокоэрцитивных частиц, сопровождающейся характерным перераспределением фазового МСМ контраста.

В главе 5 диссертационной работы приводятся результаты систематических исследований индуцированных магнитным полем МСМ зонда процессов перемагничивания ферромагнитных наночастиц различных геометрических размеров и формы.

В разделе 5.1 теоретически, в приближении слабого поля, рассмотрены эффекты возмущения распределения намагниченности исследуемых объектов полем зонда, влияющие на формирование величины фазового контраста в МСМ измерениях. Получены аналитические оценки величин 9 (перпендикулярной плоскости образца) и φ (в плоскости образца) компонент возмущенной намагниченности. Показано, что основной вклад в МСМ контраст дает добавка, связанная с 9-компонентой возмущения в распределении намагниченности образца. Приводятся результаты микромагнитного ЛЛГ моделирования, подтверждающие величину и характер пространственного распределения вносимого зондом возмущения намагниченности. Проведено микромагнитное моделирование процесса формирования МСМ контраста от однородного и вихревого состояний с учетом влияния зонда, показавшее, что наблюдаемые многими авторами искажения МСМ изображений ферромагнитных наночастиц связаны с возмущением намагниченности полем зонда.

В разделе 5.2 представлены результаты экспериментальных исследований индуцированных магнитным полем МСМ зонда процессов перемагничивания эллиптических частиц *Fe-Cr* с латеральными размерами 780 × 280 нм. Данные

частицы имеют два устойчивых состояния, соответствующих однородному распределению намагниченности вдоль их длинной оси. Был предложен алгоритм перемагничивания таких частиц зондом МСМ, заключающийся в несимметричном возмущении намагниченности при проходе зонда над одноименным магнитным полюсом частицы. На практике перемагничивание частиц осуществлялось как в двухпроходной (tapping/lift mode) методике, так и в однопроходной (constant height mode) методике с изменением высоты прохода. Было проведено микромагнитное моделирование процессов перемагничивания частиц Fe-Cr под действием неоднородного поля МСМ зонда. Показано, что перемагничивание происходит посредством сложной неоднородной перестройки распределения намагниченности внутри частицы.

Приводятся результаты экспериментов по локальному контролируемому перемагничиванию отдельных частиц *Fe-Cr* зондом MCM, демонстрирующие возможность записи информации на таких массивах, а также возможность конфигурирования пространственного распределения магнитного поля, создаваемого массивами таких частиц.

В разделах 5.3 и 5.4 представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований взаимодействия магнитного вихря с полем зонда магнитно-силового микроскопа.

Были проведены расчеты энергии взаимодействия магнитного вихря в круглой ферромагнитной наночастице с полем МСМ зонда. Магнитное поле зонда Для аппроксимировалось полем точечного липоля. описания вихревого распределения намагниченности использовалась модель жесткого вихря Усова-Песчаного. Расчеты показали, что воздействие радиальной компоненты поля зонда на оболочку вихря качественно совпадает с воздействием однородного магнитного поля и приводит к поперечному смещению вихря. Характер воздействия Z компоненты поля зонда на кор магнитного вихря существенно зависит от взаимной ориентации магнитного момента зонда и намагниченности в коре. При одинаковой направленности магнитных моментов зонда и кора вихрь оказывается в потенциальной яме непосредственно под зондом МСМ, в то время как противоположная направленность магнитных моментов приводит к отталкиванию вихря от зонда. Приводятся результаты ЛЛГ моделирования движения вихря в

поле зонда, качественно подтверждающее эффекты взаимодействия в системе зонд-вихрь.

Проведены систематические исследования эффектов перемагничивания эллиптических частиц *Co*, связанных с переходами между однородным (OC) и вихревым (BC) состояниями под действием магнитного поля зонда MCM.

Осуществлены эксперименты ПО управлению знаком завихренности магнитного вихря в процессе перехода из однородного в одновихревое состояние $(OC \Rightarrow BC)$. Эксперименты проводились на эллиптических частицах *Co* с размерами 600 × 400 × 27 нм. Такие частицы обладали двумя метастабильными состояниями, соответствующими однородному и вихревому распределению намагниченности. Изменение знака завихренности осуществлялось посредством двухстадийного процесса. На первом этапе зонд МСМ проводился на малой высоте над центром частицы вдоль длинной оси и осуществлялся переход $BC \Rightarrow OC$. Затем зонд проводился на малой высоте вдоль края частицы и осуществлялся переход $OC \Rightarrow BC$ в состояние с определенной завихренностью оболочки вихря. Теоретически показано. что формирование выделенного направления завихренности при данном переходе обусловлено нарушением симметрии однородного распределения намагниченности в неоднородном поле зонда магнитно-силового микроскопа. Приводятся результаты компьютерного ЛЛГ моделирования процессов перестройки магнитного состояния частиц под действием магнитного поля зонда МСМ, объясняющие основные закономерности $BC^{\pm} \Rightarrow OC \Rightarrow BC^{\mp}$ процесса перемагничивания.

В разделе 5.5 представлены результаты экспериментальных исследований и микромагнитного моделирования индуцированных зондом МСМ процессов перемагничивания многослойных наночастиц *Co/Si/Co*, содержащих два слоя ферромагнетика, разделенных немагнитной прослойкой из *Si*.

Показано, что посредством несимметричного прохода зонда над частицей возможно осуществление переходов из ($\uparrow\uparrow$) в ($\uparrow\downarrow$) конфигурацию магнитных моментов, а также возможна переориентация магнитных моментов слоев частицы в ($\uparrow\downarrow$) конфигурации (одновременное перемагничивание верхнего и нижнего слоев *Co*). Представлены результаты микромагнитного ЛЛГ моделирования процессов

перестройки магнитного состояния таких частиц под действием магнитного поля зонда МСМ, объясняющие основные закономерности процессов перемагничивания.

В разделе 5.6 приводятся результаты экспериментов, иллюстрирующих возможности применения конфигурируемых источников неоднородного магнитного поля на основе массивов ферромагнитных наночастиц для управления транспортными свойствами Джозефсоновских контактов различной геометрии и микромостиков из магнитного полупроводника *GaMnAs*.

Глава 6 посвящена изучению возможностей реализации системы записи информации на основе массивов ферромагнитных наночастиц как среды для записи и магнитно-силового микроскопа как инструмента для записи-считывания.

В 6.1 разделе приведены результаты расчетов по оптимизации геометрических параметров зондов магнитно-силового микроскопа ДЛЯ исследования массивов сверхмалых ферромагнитных наночастиц. Рассмотрены зонды в виде малых магнитных наконечников сферической, конической, параболической и цилиндрической формы; зонды бесконечной длины конической, параболической и цилиндрической формы; зонд параболической формы, покрытый слоем ферромагнетика; конический зонд со сферическим сегментом на конце, покрытый слоем ферромагнитного материала. Показано, что для зондов любой формы существуют оптимальные геометрические параметры, обеспечивающие максимальный МСМ контраст; при этом величина контраста в максимуме определяется не только параметрами зонда и высотой сканирования, но и структурой полей рассеяния, создаваемых исследуемым объектом. Проанализированы факторы, влияющие на пространственное разрешение в МСМ измерениях. Показано, что наблюдаемое в реальном МСМ эксперименте разрешение также существенно зависит не только от параметров зонда, но и от условий эксперимента и размеров тестируемых частиц. Проведен сравнительный интенсивности и пространственной структуры магнитных анализ полей. создаваемых МСМ зондами в виде наконечников различной формы, который показал, что наиболее оптимальную конфигурацию магнитного поля имеет зонд цилиндрической формы.

В разделе 6.2 приводятся результаты теоретических расчетов оптимальных параметров системы записи информации на основе массива ферромагнитных частиц И магнитно-силового микроскопа, проанализированы условия, необходимые для реализации процессов записи, хранения и считывания информации. В качестве простой, но реалистичной модели рассмотрено взаимодействие МСМ зонда в виде однородно намагниченной сферической частицы с массивом сферических однородно намагниченных ферромагнитных наночастиц. Записана система неравенств, соответствующая условиям эффективного хранения, записи и чтения информации в такой системе. Построены диаграммы допустимых параметров: расстояние между частицами - размер зонда, при которых реализуется такая система записи. Показано, что при характерных размерах частиц ~ 10 нм, коэрцитивности частиц и зонда порядка 1 кЭ в такой системе может быть реализована плотность записи на уровне 500 Gbit/in².

В разделе 6.3 представлены результаты экспериментов, в которых изучались процессы МСМ записи информации на массиве частиц *CoPt* с перпендикулярной магнитной анизотропией. Были исследованы два массива частиц в виде круглых дисков диаметром 200 нм и 35 нм. Толщина дисков составляла порядка 10 нм. Эксперименты показали, что при однократном касании дисков диаметром 200 нм зондом МСМ перемагничивание не наблюдалось. Инверсия намагниченности наблюдалась только тогда, когда зонд проходил поперек диска через его центр. В случае же дисков диаметром 35 нм было зарегистрировано устойчивое перемагничивание при однократном касании зондом МСМ.

Наблюдаемое в эксперименте различие механизмов перемагничивания объясняется соотношением размеров частиц (d_p) и эффективных размеров МСМ зонда (d_t) . Анализ экспериментальных данных и результатов микромагнитного моделирования показывают, что, в зависимости от толщины магнитного покрытия, эффективный диаметр зонда в наших экспериментах составляет порядка d_t =50-100 нм. Как показало микромагнитное моделирование, в случае 200 нм частиц $(d_t < d_p)$ при касании частицы в центре образуется микродомен с противоположной намагниченностью, однако величина поля, создаваемого зондом, недостаточна для инвертирования намагниченности во всей частице. При сканировании поперек

частицы реализуется механизм зарождения микродомена с противоположной намагниченностью на краю частицы непосредственно под зондом и дальнейшее его распространение на всю частицу вслед за движением МСМ зонда.

ЛЛГ моделирование показало, что перемагничивание 35 нм частиц $(d_t > d_p)$ при однократном касании зонда происходит через неоднородное состояние со спиральным вихреподобным распределением намагниченности. Перемагничивание тех же частиц во внешнем однородном поле осуществляется посредством Оценки, когерентного вращения намагниченности. основанные на микромагнитных ЛЛГ расчетах, показали, что перемагничивание дисков диаметром 35 нм в неоднородном поле МСМ зонда имеет более низкий энергетический барьер, чем перемагничивание во внешнем однородном поле.

На массиве частиц диаметром 35 нм (с расстоянием между частицами 120 нм) экспериментально осуществлено селективное МСМ перемагничивание отдельно выбранных элементов, демонстрирующее возможность записи информации с плотностью 40 Gbit/in².

В заключении кратко сформулированы основные результаты, диссертационной работы.

Глава 1. Методы сканирующей зондовой микроскопии и их применение для исследования наномасштабных свойств поверхности и твердотельных наноструктур

После создания в 1981 году сотрудниками швейцарского исследовательского центра фирмы IBM Гердом Биннигом и Хайнрихом Рорером сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) началось бурное развитие зондовой микроскопии. Вслед за СТМ в течение нескольких лет был создан целый ряд микроскопов, принцип действия которых основан на различных типах взаимодействия зонда и поверхности. Некоторая хронология создания новых приборов семейства зондовых микроскопов приведена ниже:

1981 - Сканирующий туннельный микроскоп - G.Binnig, H.Rohrer [1,2].

1982 - Ближнепольный оптический микроскоп - D.W.Pohl [3,4].

1984 - Сканирующий емкостной микроскоп - J.R.Matey, J.Blanc [5].

1985 - Сканирующий тепловой микроскоп - С.С.Williams, H.K.Wickramasinghe [6].

1986 - Атомно-силовой микроскоп - G.Binnig, C.F.Quate, Ch.Gerber [7].

1987 - Магнитно-силовой микроскоп - Y.Martin, H.K.Wickramasinghe [8].

1988 - Сканирующий баллистический микроскоп - W.J.Kaizer, L.D.Bell [9].

1989 - Туннельный акустический микроскоп - К. Takata, T. Hasegawa, S. Hosaka,

S.Hosoki, T.Komoda [10].

Это далеко не полный перечень, отражающий лишь самые основные типы микроскопов, получивших широкое применение в научных исследованиях локальных свойств поверхности. Сейчас ясно, что практически любое взаимодействие микрозонда и поверхности может быть положено в основу построения зондового микроскопа. Наряду с созданием новых типов СЗМ, в настоящее время активно разрабатываются приборы, совмещающие в себе комбинации различных зондовых методик, что позволяет решать уникальные задачи и получать уникальный набор информации о структуре и локальных свойствах поверхности исследуемых образцов. В настоящей главе рассмотрены основные методы сканирующей зондовой микроскопии, такие, как туннельная микроскопия, атомно-силовая микроскопия, магнитно-силовая микроскопия,

используемые в данной диссертационной работе для исследования особенностей морфологии поверхности и локальных свойств наноструктур на основе различных материалов.

1.1. Сканирующая туннельная микроскопия

Принцип работы сканирующего туннельного микроскопа основан на явлении туннелирования электронов через узкий потенциальный барьер между металлическим зондом и проводящим образцом во внешнем электрическом поле.



Рис. 1.1. Схема туннелирования электронов через потенциальный барьер в туннельном микроскопе.

В СТМ зонд подводится к поверхности образца на расстояния в несколько ангстрем. При этом образуется туннельно-прозрачный потенциальный барьер, величина которого определяется, в основном, значениями работы выхода электронов из материала зонда (φ_p) и образца (φ_s). При качественном рассмотрении барьер можно считать прямоугольным с эффективной высотой, равной средней работе выхода материалов:

$$\varphi^* = \frac{1}{2}(\varphi_P + \varphi_S). \tag{1.1}$$

Как известно из квантовой механики [11,12], вероятность туннелирования электрона (коэффициент прохождения) через одномерный барьер прямоугольной формы равна

$$W = \frac{|A_t|^2}{|A_0|^2} \cong e^{-k\Delta Z},$$
 (1.2)

где A_0 - амплитуда волновой функции электрона, движущегося к барьеру; A_t - амплитуда волновой функции электрона, прошедшего сквозь барьер; k - константа затухания волновой функции в области, соответствующей потенциальному барьеру; ΔZ - ширина барьера (см. рис. 1.1). Для туннельного контакта двух металлов константу затухания можно представить в виде

$$k = \frac{4\pi\sqrt{2m\varphi^*}}{h},\tag{1.3}$$

где m - масса электрона, ϕ^* - средняя работа выхода электрона, h – постоянная Планка. При приложении к туннельному контакту разности потенциалов V между зондом и образцом появляется туннельный ток.



Рис. 1.2. Энергетическая диаграмма туннельного контакта двух металлов.

В процессе туннелирования участвуют, в основном, электроны с энергией в окрестности уровня Ферми (E_F) (рис. 1.2). В случае контакта двух металлов выражение для плотности туннельного тока (в одномерном приближении) было получено в работах [13,14]:

$$j_{t} = j_{0} \Big[\varphi^{*} \exp(-A\sqrt{\varphi^{*}}\Delta Z) - (\varphi^{*} + eV) \exp(-A\sqrt{\varphi^{*} + eV}\Delta Z) \Big], \qquad (1.4)$$

где параметры j_0 и A задаются следующими выражениями:

$$j_0 = \frac{e}{2\pi h (\Delta Z)^2}, \qquad A = \frac{4\pi}{h} \sqrt{2m}.$$
 (1.5)

При условии малости напряжения смещения ($eV < \varphi$), выражение для плотности тока можно представить в более простом виде. Линеаризуя вторую экспоненту в выражении (1.4) по параметру eV, получаем

$$j_{t} = j_{0} \exp(-A\sqrt{\varphi^{*}}\Delta Z) \cdot \left(\varphi^{*} - (\varphi^{*} + eV) \cdot \left(1 - \frac{AeV\Delta Z}{2\sqrt{\varphi^{*}}}\right)\right).$$
(1.6)

Наконец, пренебрегая членом eV по сравнению с ϕ^* , выражение для плотности тока можно записать следующим образом:

$$j_{t} = j_{0} \frac{A\sqrt{\varphi^{*}} eV\Delta Z}{2} exp(-A\sqrt{\varphi^{*}} \Delta Z) = \frac{e^{2}\sqrt{2m\varphi^{*}}}{h^{2}} \cdot \frac{V}{\Delta Z} exp(-\frac{4\pi}{h}\sqrt{2m\varphi^{*}} \Delta Z). \quad (1.7)$$

Для оценок и качественных рассуждений часто пользуются упрощенной формулой

$$j_{t} = j_{0}(V) e^{-\frac{4\pi}{h}\sqrt{2m\varphi^{*}}\Delta Z}, \qquad (1.8)$$

в которой величина $j_0(V)$ считается не зависящей от изменения расстояния зондобразец. Для типичных значений работы выхода ($\varphi \sim 4$ эВ) значение константы затухания k = 2 Å⁻¹, так что при изменении ΔZ на величину ~ 1 Å ток меняется на порядок. Реальный туннельный контакт в СТМ не является одномерным и имеет более сложную геометрию, однако основные черты туннелирования, а именно экспоненциальная зависимость тока от расстояния зонд-образец, сохраняются также и в более сложных моделях, что подтверждается экспериментально.

Для больших напряжений смещения ($eV > \phi^*$) из выражения (1.4) получается хорошо известная формула Фаулера-Нордгейма для полевой эмиссии электронов в вакуум [15]:

$$J = \frac{e^{3}V^{2}}{8\pi h \varphi^{*} (\Delta Z)^{2}} exp\left[-\frac{8\pi \sqrt{2m} (\varphi^{*})^{\frac{3}{2}} \Delta Z}{3ehV}\right].$$
(1.9)

Экспоненциальная зависимость туннельного тока от расстояния (1.8) позволяет осуществлять регулирование расстояния между зондом и образцом в туннельном микроскопе с высокой точностью. СТМ представляет собой электромеханическую систему с отрицательной обратной связью. Система обратной связи (ОС) поддерживает величину туннельного тока между зондом и образцом на заданном уровне (I_0), выбираемом оператором. Контроль величины туннельного тока, а следовательно, и расстояния зонд-поверхность осуществляется

посредством перемещения зонда вдоль оси Z с помощью пьезоэлектрического элемента (рис. 1.3).



Рис. 1.3. Упрощенная схема организации обратной связи по туннельному току.

Изображение рельефа поверхности в СТМ формируется двумя способами. В режиме постоянного туннельного тока (рис. 1.4 (a)) зонд перемещается вдоль поверхности, осуществляя растровое сканирование; при этом изменение напряжения на Z-электроде пьезоэлемента в цепи обратной связи (с большой точностью повторяющее рельеф поверхности образца) записывается в память компьютера в виде функции Z = f(x, y), а затем воспроизводится средствами компьютерной графики. При исследовании атомарно гладких поверхностей часто более эффективным оказывается получение СТМ изображения поверхности методом сканирования на постоянной высоте Z = const. В этом случае зонд перемещается над поверхностью на расстоянии нескольких ангстрем, при этом изменения туннельного тока регистрируются в качестве СТМ изображения поверхности (рис. 1.4 (б)). Сканирование производится либо при отключенной ОС, либо со скоростями, превышающими скорость реакции ОС, так что ОС отрабатывает только плавные изменения рельефа поверхности. В данном способе реализуются очень высокие скорости сканирования и высокая частота получения вести CTM изображений, наблюдение ЧТО позволяет за изменениями, происходящими на поверхности, практически в реальном времени.




Рис. 1.4. Формирование СТМ изображений поверхности в режиме постоянного туннельного тока (а) и в режиме постоянного среднего расстояния (б).

Высокое пространственное разрешение СТМ определяется экспоненциальной зависимостью туннельного тока от расстояния до поверхности. При этом пространственное разрешение в направлении по нормали к поверхности достигает долей ангстрема. Латеральное же разрешение зависит от качества зонда и определяется, в основном, не макроскопическим радиусом кривизны кончика острия, а его атомарной структурой. При правильной подготовке зонда на его кончике находится либо одиночный выступающий атом, либо небольшой кластер атомов, который локализует туннельный ток на размерах, много меньших, чем характерный радиус кривизны острия. Действительно, туннельный ток протекает между поверхностными атомами образца и атомами зонда. Атом, выступающий над поверхностью зонда, находится ближе к поверхности на расстояние, равное величине периода кристаллической решетки. Поскольку зависимость туннельного тока от расстояния экспоненциальная, то ток в этом случае течет, в основном, между поверхностью образца и выступающим атомом на кончике зонда. С помощью таких зондов удается получать пространственное разрешение вплоть до атомарного, что продемонстрировано многими исследовательскими группами на образцах из различных материалов.

Зонды для туннельных микроскопов

В сканирующих туннельных микроскопах используются зонды нескольких типов. В первое время широкое распространение получили зонды, приготовленные из вольфрамовой проволоки методом электрохимического травления. Данная технология была хорошо известна и использовалась для приготовления эмиттеров для автоионных микроскопов [16]. Процесс приготовления СТМ зондов по данной технологии выглядит следующим образом (рис. 1.5). Заготовка из вольфрамовой проволоки укрепляется так, чтобы один из ее концов проходил сквозь проводящую диафрагму и погружался в водный раствор щелочи (КОН). Контакт между диафрагмой и вольфрамовой проволокой осуществляется посредством капли КОН, расположенной в отверстии диафрагмы.



Рис. 1.5. Схема установки для изготовления СТМ зондов из вольфрамовой проволоки методом электрохимического травления.

При пропускании электрического тока между диафрагмой и электродом, расположенным в растворе КОН, происходит перетравливание заготовки. По мере травления толщина перетравливаемой области становится настолько малой, что происходит разрыв заготовки за счет веса нижней части. При этом нижняя часть падает, что автоматически разрывает электрическую цепь и останавливает процесс травления.

Другая широко применяемая методика приготовления СТМ зондов – перерезание тонкой проволоки из *PtIr* сплава с помощью обыкновенных ножниц. Перерезание производится под углом порядка 45 градусов с одновременным натяжением проволоки на разрыв. При перерезании происходит пластическая деформация проволоки в месте резки и обрыв ее под действием растягивающего усилия. В результате в месте разреза формируется вытянутое острие с неровным (рваным) краем с многочисленными выступами, один из которых и оказывается рабочим элементом СТМ зонда. Данная технология изготовления СТМ зондов применяется сейчас практически во всех лабораториях и почти всегда обеспечивает гарантированное атомарное разрешение при СТМ исследованиях поверхности.



Рис. 1.6. СТМ изображение атомарной структуры поверхности пиролитического графита.

Измерение локальной работы выхода в СТМ

Для неоднородных образцов туннельный ток является не только функцией расстояния от зонда до образца, но и зависит от значения локальной работы выхода электронов в данном месте поверхности. Для получения информации о распределении работы выхода применяется метод модуляции расстояния зондобразец ΔZ . С этой целью в процессе сканирования к управляющему напряжению на Z-электроде сканера добавляется переменное напряжение с внешнего генератора на частоте ω .



Рис. 1.7. Схема регистрации локальной работы выхода.

Тогда напряжение на Z-электроде сканера можно представить в виде

$$U = U_0(t) + U_m Sin(\omega t).$$
(1.10)

Это приводит к тому, что расстояние зонд - образец оказывается промодулированным на частоте ω :

$$\Delta Z(t) = \Delta Z_0(t) + \Delta Z_m Sin(\omega t), \qquad (1.11)$$

где ΔZ_m и U_m связаны между собой через коэффициент электромеханической связи пьезосканера *K*:

$$K = \frac{\Delta Z_m}{U_m}.$$
(1.12)

Величина частоты ω устанавливается выше частоты полосы пропускания петли обратной связи для того, чтобы система обратной связи не могла отрабатывать данные колебания зонда. Амплитуда переменного напряжения U_m выбирается достаточно малой, чтобы возмущения туннельного промежутка также были малыми.

В свою очередь, колебания расстояния зонд-образец приводят к тому, что появляется переменная составляющая тока на частоте ω :

$$I_{t} \cong I_{0}(V) e^{-\alpha \sqrt{\varphi^{*}(\Delta Z_{0} + \Delta Z_{m} \operatorname{Sin}(\omega t))}}, \quad \text{где } \alpha = \frac{2}{\hbar} \sqrt{2m}. \quad (1.13)$$

Поскольку амплитуда сигнала модуляции и, соответственно, амплитуда колебаний туннельного промежутка малы, туннельный ток может быть представлен в виде

$$I_{t} \cong I_{o}(V) e^{-\alpha \sqrt{\varphi} \Delta Z_{o}} (1 - \alpha \sqrt{\varphi} \Delta Z_{m} Sin(\omega t)). \qquad (1.14)$$

Таким образом, амплитуда малых колебаний туннельного тока на частоте ω оказывается пропорциональна квадратному корню из величины локальной работы выхода электронов с поверхности образца:

$$I_{\omega} = I_0 \frac{2KU_m}{\hbar} \left[2m\phi^*(x, y) \right]^{\frac{1}{2}}.$$
 (1.15)

Детектируя амплитуду колебаний туннельного тока в каждой точке кадра, можно построить одновременно с рельефом Z = f(x, y) распределение величины локальной работы выхода $\varphi(x, y)$ на исследуемом участке поверхности.

Туннельная спектроскопия

Сканирующий туннельный микроскоп позволяет регистрировать вольтамперные характеристики туннельного контакта зонд-образец в любой точке поверхности и исследовать локальные электрические свойства образца. Для регистрации вольт-амперных характеристик туннельного контакта в СТМ применяется следующая процедура. На СТМ изображении поверхности выбирается область образца, в которой предполагается произвести измерения. Зонд СТМ выводится сканером в соответствующую точку поверхности. Для получения ВАХ контакта обратная связь на короткое время разрывается, и к туннельному промежутку прикладывается линейно нарастающее напряжение. При этом синхронно с изменением напряжения регистрируется ток, протекающий через туннельный контакт. Во время снятия ВАХ на время разрыва обратной связи на электрод сканера подается потенциал, равный потенциалу непосредственно перед разрывом.



Рис. 1.8. Схема регистрации ВАХ туннельного промежутка СТМ.

В каждой точке производится снятие нескольких ВАХ. Итоговая вольтамперная характеристика получается путем усреднения набора ВАХ, снятых в одной точке. Усреднение позволяет существенно минимизировать влияние шумов туннельного промежутка.

Для характерных напряжений на туннельном контакте порядка 0.1 - 1 В и туннельных токов на уровне 0.1 - 1 нА сопротивление туннельного контакта по порядку величин составляет $10^8 \div 10^{10}$ Ом. Как правило, сопротивление исследуемых в СТМ образцов существенно меньше, и характер ВАХ определяется, в основном, свойствами небольшой области образца вблизи туннельного контакта. Вид ВАХ существенно зависит от особенностей энергетического спектра электронов в образце. Величина туннельного тока определяется напряжением смещения, коэффициентом прозрачности барьера и плотностью состояний вблизи уровня Ферми [17-22]. Выражение для туннельного тока в случае дискретного электронного спектра было получено в работах [17-19]. В приближении

квазинепрерывного спектра электронов выражение для туннельного тока может быть представлено в следующем виде [14,20]:

$$dI = A \cdot D(E)\rho_t(E)f_t(E)\rho_s(E)(1 - f_s(E))dE, \qquad (1.16)$$

где А – некоторая постоянная, D(E) - прозрачность барьера, $\rho_t(E)$, $\rho_s(E)$ - плотность состояний в материале зонда и исследуемого образца соответственно, f(E) - функция распределения Ферми. В простейшем случае прямоугольного барьера при низких температурах и предположении, что плотность состояний вблизи уровня Ферми в металле зонда практически постоянна, выражение для тока можно записать в виде

$$I(V) = B \int_{0}^{e_{V}} \rho_{s}(E) dE \quad .$$
 (1.17)

В этом случае зависимость туннельного тока от напряжения определяется, в основном, плотностью состояний в энергетическом спектре образца. На практике величину $\rho_s(E)$ оценивают по величине производной туннельного тока по напряжению:

$$\rho_s(eV) \sim \frac{\partial I}{\partial V}.$$
(1.18)

Исследования локальных туннельных спектров различных материалов проводят, как правило, в условиях высокого вакуума (давление остаточных газов менее 10⁻¹⁰ Topp), поскольку туннельный ток очень чувствителен к состоянию поверхности исследуемых образцов, а также при низких (порядка 4 К) температурах, так как тепловые возбуждения сильно размывают особенности в электронных спектрах.

Система управления СТМ

Упрощенная схема системы управления СТМ представлена на рис. 1.9. Система управления СТМ состоит из цифровой части, реализованной на базе персонального компьютера, и аналоговой части, выполняемой обычно в виде отдельного блока. Цифровая часть состоит из набора ЦАП и АЦП и выделена на схеме штрихпунктирной границей. Аналоговая часть показана на схеме пунктирной границей. Напряжение на туннельном промежутке задается оператором с помощью ЦАП - *U*, а поддерживаемый системой обратной связи ток - с помощью ЦАП - *I*. Двухканальные цифро-аналоговые преобразователи ЦАП - Х и ЦАП - У служат для формирования строчных и кадровых разверток. Петля обратной связи состоит из предварительного усилителя ПУ, конструктивно расположенного в измерительной головке СТМ; разностного усилителя РУ; фильтра низких частот ФНЧ; усилителей У4 и У5; пьезопреобразователя, регулирующего величину туннельного промежутка.



Рис. 1.9. Упрощенная схема системы управления сканирующего туннельного микроскопа.

Перед началом работы оператор устанавливает рабочие параметры туннельного тока и напряжения и включает систему сближения зонда и образца. При этом управляющее напряжение с ЦАП – Д подается на двигатель, который сближает зонд и образец. В начальном состоянии ток в петле обратной связи отсутствует, и сканер максимально вытянут в направлении к образцу. При появлении туннельного тока обратная связь отодвигает сканер, и система переходит в режим точной установки образца. В этом режиме происходит совместное движение образца и отодвигание (системой ОС) зонда до тех пор, пока сканер не встанет в середину своего динамического диапазона. При этом в петле обратной связи поддерживается постоянным выбранное оператором значение туннельного тока.

Сканирование образца осуществляется при подаче напряжений пилообразной формы на внешние электроды трубчатого сканера с помощью двухканальных ЦАП – Х и ЦАП – У и двухканальных высоковольтных усилителей У1 и У2. При сканировании система обратной связи поддерживает постоянным туннельный ток. Это происходит следующим образом. Реальное мгновенное значение туннельного тока I_t сравнивается на разностном усилителе со значением I_0 , заданным оператором. Разностный сигнал ($I_t - I_0$) усиливается (усилителями У4 и У5) и подается на внутренний Z-электрод сканера. Таким образом, при сканировании напряжение на Z-электроде сканера оказывается пропорциональным рельефу поверхности. Сигнал с выхода усилителя У4 записывается с помощью АЦП как информация о рельефе поверхности.

Для получения информации о распределении локальной работы выхода сигнал с генератора Γ подмешивается на усилителе У5 к напряжению на Zэлектроде. Соответствующая компонента туннельного тока на частоте ω выделяется полосовым фильтром ПФ и детектируется с помощью синхронного детектора СД, на который также подается опорное напряжение с задающего генератора. Фаза сигналов синхронизируется с помощью фазовращателя ФВ. Амплитуда тока на частоте ω записывается в память компьютера с помощью АЦП как сигнал, пропорциональный локальной работе выхода.

Регистрация ВАХ туннельного контакта в заданной точке образца осуществляется следующим образом. Обратная связь разрывается на короткое

45

время электронным ключом К. Напряжение на внутреннем электроде пьезотрубки поддерживается постоянным с помощью конденсатора С, так что зонд на короткое время зависает над поверхностью. После этого с ЦАП - U на туннельный промежуток подается напряжение U(t) пилообразной формы и синхронно с ним в АЦП записывается информация о туннельном токе с выхода предварительного усилителя ПУ. Затем ключ К замыкается, и система обратной связи восстанавливает состояние туннельного контакта, соответствующее условию $I_t = const$. При необходимости процедура снятия ВАХ повторяется N раз для формирования усредненных зависимостей туннельного тока от напряжения.

1.2. Атомно-силовая микроскопия

Принцип работы атомно-силового микроскопа (АСМ) основан на силовом взаимодействии образцом. Для регистрации между зондом И силового ACM взаимодействия В используются специальные зондовые датчики, представляющие собой упругую консоль с острым зондом на конце (рис. 1.10). Сила, действующая на зонд со стороны поверхности, приводит к изгибу консоли. Регистрируя величину изгиба, можно контролировать силу взаимодействия зонда с поверхностью.



Рис. 1.10. Схематическое изображение зондового датчика АСМ.

Качественно работу АСМ можно пояснить на примере ван-дер-ваальсовых взаимодействий [23]. Наиболее часто энергию ван-дер-ваальсова взаимодействия двух атомов, находящихся на расстоянии *r* друг от друга, аппроксимируют степенной функцией - потенциалом Леннарда-Джонса (потенциал типа (6-12)):

$$U_{LD}(r) = U_0 \left\{ -2\left(\frac{r_0}{r}\right)^6 + \left(\frac{r_0}{r}\right)^{12} \right\}.$$
 (1.19)

Первое слагаемое в данном выражении описывает дальнодействующее притяжение, обусловленное, в основном, диполь - дипольным взаимодействием атомов. Второе слагаемое учитывает отталкивание атомов на малых расстояниях. Параметр r_0 – равновесное расстояние между атомами, U_0 - значение энергии в минимуме.



Рис. 1.11. Качественный вид потенциала взаимодействия Леннарда – Джонса.

Потенциал Леннарда-Джонса позволяет оценить силу взаимодействия зонда с образцом [24]. Общую энергию взаимодействия W_{ts} можно получить, суммируя элементарные взаимодействия для каждого из атомов зонда и образца.



Рис. 1.12. К расчету энергии взаимодействия зонда и образца.

Тогда для энергии взаимодействия зонда и образца получаем следующее выражение:

$$W_{ts}(\vec{r}) = \iint_{V_t V_s} U_{LD}(\vec{r} + \vec{r}_t - \vec{r}_s) n_t(\vec{r}_t) n_s(\vec{r}_s) dV_s dV_t , \qquad (1.20)$$

где $n_s(\vec{r}_s)$ и $n_t(\vec{r}_t)$ - распределения плотности атомов в материале образца и зонда. Соответственно сила, действующая на зонд со стороны поверхности, может быть вычислена как градиент энергии взаимодействия:

$$\vec{F}_{ts} = -grad(W_{ts}). \tag{1.21}$$

В общем случае данная сила имеет как нормальную к поверхности, так и латеральную (лежащую в плоскости поверхности образца) составляющие. Реальное взаимодействие зонда с образцом имеет более сложный характер, однако основные черты данного взаимодействия сохраняются - зонд АСМ испытывает притяжение со стороны образца на больших расстояниях и отталкивание на малых.

Получение ACM изображений рельефа поверхности связано с регистрацией малых изгибов упругой консоли зондового датчика. В атомно-силовой микроскопии наиболее широкое распространение получил оптический метод регистрации изгиба консоли (рис. 1.13) [25,26].



Рис. 1.13. Схема оптической регистрации отклонения консоли зондового датчика ACM.

Оптическая система ACM юстируется таким образом, чтобы излучение полупроводникового лазера фокусировалось на консоли зондового датчика, а отраженный пучок попадал в центр фоточувствительной области фотоприемника. В качестве позиционно - чувствительных фотоприемников применяются четырехсекционные полупроводниковые фотодиоды или фотодиодные матрицы.



Рис. 1.14. Соответствие между типом изгибных деформаций консоли и изменением положения пятна засветки на фотодиоде.

Основные регистрируемые оптической системой параметры - это деформации изгиба консоли под действием Z-компонент сил притяжения или отталкивания (F_Z) и деформации кручения консоли под действием латеральных компонент сил (F_L) взаимодействия зонда с поверхностью. Если обозначить исходные значения фототока в секциях фотодиода через I_{01} , I_{02} , I_{03} , I_{04} , а через I_1 , I_2 , I_3 , I_4 - значения токов после изменения положения консоли, то разностные токи с различных

секций фотодиода $\Delta I_i = I_i - I_{0i}$ будут однозначно характеризовать величину и направление изгиба консоли зондового датчика АСМ. Действительно, разность токов вида

$$\Delta I_z = (\Delta I_1 + \Delta I_2) - (\Delta I_3 + \Delta I_4)$$
(1.22)

пропорциональна изгибу консоли под действием силы, действующей по нормали к поверхности образца (рис. 1.14(а)), а комбинация разностных токов вида

$$\Delta I_{L} = (\Delta I_{1} + \Delta I_{4}) - (\Delta I_{2} + \Delta I_{3})$$
(1.23)

характеризует изгиб консоли под действием латеральных сил (рис. 1.14 (б)).

Величина ΔI_z используется в качестве параметра в системе обратной связи ACM. Система обратной связи поддерживает $\Delta I_z = const$ с помощью пьезоэлектрического исполнительного элемента, который поддерживает изгиб кантилевера ΔZ равным величине ΔZ_0 , задаваемой оператором. Упрощенная схема системы обратной связи ACM приведена на рис. 1.15.



Рис. 1.15. Упрощенная схема организации обратной связи атомно-силового микроскопа.

При сканировании образца в режиме $\Delta Z = const$ зонд перемещается вдоль поверхности, при этом напряжение на Z-электроде сканера записывается в память компьютера в качестве рельефа поверхности Z = f(x,y). Пространственное разрешение ACM определяется радиусом закругления зонда и чувствительностью системы, регистрирующей отклонения кантилевера. В настоящее время реализованы конструкции ACM, позволяющие получать атомарное разрешение при исследовании поверхности образцов.

Зондовые датчики атомно-силовых микроскопов

Зондирование поверхности в атомно-силовом микроскопе производится с помощью специальных зондовых датчиков, представляющих собой упругую консоль – кантилевер (cantilever) с острым зондом на конце (рис. 1.16). Зондовые датчики изготавливаются методами фотолитографии и травления из кремниевых пластин [27]. Упругие консоли формируются, в основном, из тонких слоев SiO₂ или Si₃N₄.



Рис. 1.16. Схематичное изображение зондового датчика АСМ.

Один конец кантилевера жестко закреплен на кремниевом основании держателе. На другом конце консоли располагается собственно зонд в виде острой иглы. Радиус закругления современных АСМ зондов составляет 1 ÷ 50 нм в зависимости от типа зондов и технологии их изготовления. Угол при вершине зонда - 10 ÷ 20 °. Силу взаимодействия зонда с поверхностью *F* можно оценить следующим образом:

$$F = k \cdot \Delta Z , \qquad (1.24)$$

где k – жесткость; ΔZ – величина, характеризующая изгиб кантилевера. Коэффициенты жесткости кантилеверов k варьируются в диапазоне $10^{-3} \div 10$ Н/м в зависимости от используемых при изготовлении материалов и геометрических размеров. При работе ACM в колебательных режимах важны резонансные свойства зондовых датчиков. Резонансная частота изгибных колебаний консоли прямоугольного сечения определяется следующей формулой (см. например [28]) :

$$\omega_{p} = \frac{\lambda_{i}}{l^{2}} \sqrt{\frac{EJ}{\rho S}}, \qquad (1.25)$$

где l – длина консоли; E – модуль Юнга; J – момент инерции сечения консоли; ρ - плотность материала; S - площадь поперечного сечения; λ_i - численный коэффициент (в диапазоне 1÷100), зависящий от моды изгибных колебаний.



Рис. 1.17. Основные моды изгибных колебаний консоли.

Как видно из выражения (1.25), резонансная частота кантилевера сильно зависит от его геометрических размеров. Типичные значения резонансных частот основных мод колебаний кантилеверов лежат в диапазоне $10\div1000$ кГц. Добротность кантилеверов, в основном, зависит от той среды, в которой они работают. Типичные значения добротности при работе в вакууме составляют $10^3 - 10^4$. На воздухе добротность снижается до 300 - 500, а в жидкости падает до 10 - 100.

В атомно-силовой микроскопии применяются, в основном, зондовые датчики двух типов – с кантилевером в виде балки прямоугольного сечения и с треугольным кантилевером, образованным двумя балками. На рис. 1.18. показаны электронно-микроскопические изображения выпускаемых серийно зондовых

датчиков NSG - 11 с консолью прямоугольного сечения (компания "НТ-МДТ") [29].



Рис. 1.18. Электронно-микроскопическое изображение ACM зонда, расположенного на прямоугольной консоли.

Иногда зондовые датчики ACM имеют несколько кантилеверов различной длины (а значит и различной жесткости) на одном основании. В этом случае выбор рабочей консоли осуществляется соответствующей юстировкой оптической системы атомно-силового микроскопа.

Зондовые датчики с треугольным кантилевером имеют при тех же размерах большую жесткость, и, следовательно, более высокие резонансные частоты. Чаще всего они применяются в колебательных АСМ методиках. Общий вид и габариты зондовых датчиков с треугольной консолью представлены на рис. 1.19.



Рис. 1.19. Электронно-микроскопическое изображение ACM зонда, расположенного на треугольном кантилевере.

Контактная атомно-силовая микроскопия

Условно методы получения информации о рельефе и свойствах поверхности с помощью ACM можно разбить на две большие группы – контактные квазистатические и бесконтактные колебательные. В контактных квазистатических методиках остриё зонда находится в непосредственном соприкосновении с поверхностью, при этом силы притяжения и отталкивания, действующие со стороны образца, уравновешиваются силой упругости консоли. При работе ACM в таких режимах используются кантилеверы с относительно малыми коэффициентами жесткости, что позволяет обеспечить высокую чувствительность и избежать нежелательного чрезмерного воздействия зонда на образец.

В квазистатическом режиме ACM изображение рельефа исследуемой поверхности формируется либо при постоянной силе взаимодействия зонда с поверхностью (сила притяжения или отталкивания), либо при постоянном среднем расстоянии между основанием зондового датчика и поверхностью образца. При сканировании образца в режиме $F_z = const$ система обратной связи поддерживает постоянной величину изгиба кантилевера, а следовательно, и силу взаимодействия зонда с образцом (рис. 1.20.). При этом управляющее напряжение в петле обратной связи, подающееся на Z-электрод сканера, будет пропорционально рельефу поверхности образца.

При исследовании образцов с малыми (порядка единиц ангстрем) перепадами высот рельефа часто применяется режим сканирования при постоянном среднем

55

расстоянии между основанием зондового датчика и поверхностью (Z = const). В этом случае зондовый датчик движется на некоторой средней высоте Z_{cp} над образцом (рис. 1.21), при этом в каждой точке регистрируется изгиб консоли ΔZ , пропорциональный силе взаимодействия зонда с поверхностью. АСМ изображение в этом случае характеризует пространственное распределение силы взаимодействия зонда с поверхностью.



Рис. 1.20. Формирование ACM изображения при постоянной силе взаимодействия зонда с образцом.



Рис. 1.21. Формирование ACM изображения при постоянном расстоянии между зондовым датчиком и образцом.

Недостаток контактных АСМ методик - непосредственное механическое взаимодействие зонда с поверхностью. Это часто приводит к поломке зондов и разрушению поверхности образцов в процессе сканирования. Кроме того, контактные методики практически не пригодны для исследования образцов, обладающих малой механической жесткостью, таких, как структуры на основе органических материалов и биологические объекты.

Зависимость силы от расстояния между зондовым датчиком и образцом

С помощью атомно-силового микроскопа можно изучать особенности локального силового взаимодействия зонда с поверхностью различных образцов и на основании результатов данных исследований судить о свойствах поверхности образцов. С этой целью снимаются так называемые кривые подвода зонда к поверхности и кривые отвода. Фактически это зависимости величины изгиба кантилевера ΔZ (а следовательно, и силы взаимодействия зонда с поверхностью) от координаты *z* при сближении зондового датчика и образца. Аналогичные измерения проводятся при удалении зонда от поверхности. Характерный вид зависимости $\Delta Z = f(z)$ изображен на рис. 1.21.



Рис. 1.22. Схематическое изображение зависимости изгиба кантилевера (силы взаимодействия зонда с поверхностью) от расстояния z между зондовым датчиком и поверхностью образца. Прямой ход показан пунктирной линией.

При приближении к поверхности образца зонд попадает в область действия сил притяжения. Это вызывает изгиб кантилевера в направлении к образцу (рис. 1.22, вставка (а)). В этой области может наблюдаться явление скачка зонда к поверхности, обусловленное наличием большого градиента сил притяжения. Для потенциала типа Леннарда-Джонса область больших градиентов силы притяжения составляет порядка 1 нм. На рис. 1.23 схематически показаны зависимости силы Леннарда-Джонса и ее производной от расстояния между зондом и поверхностью.



Рис. 1.23. Схематическое изображение зависимости силы (а) и ее производной (б) по координате z от расстояния зонд-поверхность.

Для наблюдения эффекта скачка зонда к поверхности необходимо, чтобы жесткость выбранного кантилевера была меньше, чем максимум производной силы по координате *z*. Поясним данный эффект на примере модели малых колебаний кантилевера. Действительно, уравнение движения упругого кантилевера в поле внешней силы выглядит следующим образом:

$$m\ddot{z}_{1} = -kz_{1} + F(d + z_{1}), \qquad (1.26)$$

где z_1 – смещение кантилевера из состояния равновесия, k - жесткость кантилевера, m - его масса, F - сила взаимодействия зонда с образцом, d – расстояние между положением равновесия кантилевера и поверхностью. Линеаризуя данное уравнение, получаем:

$$F = F(d) + F'_{z}(d) \cdot z_{1}, \qquad (1.27)$$

$$m\ddot{z}_{1} + (k - F_{z}^{'}(d))z_{1} = F(d).$$
(1.28)

Переходя к новым переменным $z_2 = z_1 - \frac{F(d)}{k - F'_z(d)}$, получаем уравнение в виде

$$\ddot{z}_2 + \omega_0^2 z_2 = 0, \qquad \omega_0^2 = \frac{k - F_z'(d)}{m}.$$
 (1.29)

Это уравнение осциллятора с частотой, зависящей от расстояния d между кантилевером и образцом. Если на каком-то расстоянии градиент силы превосходит по величине жесткость кантилевера, то $\omega_0^2 < 0$. Это условие соответствует неустойчивому маятнику (маятник в верхнем положении). Любые небольшие возмущения приводят к потере устойчивости, и кантилевер движется к поверхности.

При дальнейшем сближении зондового датчика и образца зонд начинает испытывать отталкивание со стороны поверхности, и кантилевер изгибается в другую сторону (рис. 1.22, вставка (б)). Наклон кривой $\Delta Z = f(z)$ на этом участке определяется упругими свойствами образца и кантилевера. Если взаимодействие зонда и образца абсолютно упругое, то зависимость изгиба кантилевера от расстояния АСМ датчик - поверхность, регистрируемая на обратном ходе, совпадает с зависимостью, получаемой на прямом ходе (рис. 1.22). Для мягких (пластичных) образцов, таких. как пленки органических материалов, биологические структуры и др., а также для образцов, на поверхности которых находятся адсорбированные слои различных материалов, зависимости $\Delta Z = f(z)$ имеют более сложный характер. В этом случае на вид зависимости существенное влияние оказывают эффекты капиллярности и пластичности. В качестве примера, на рис. 1.24 показана зависимость силы от расстояния для образца, содержащего на поверхности слой жидкости. На данной зависимости наблюдается гистерезис, связанный с эффектами капиллярности. При подводе зондового датчика к образцу происходит смачивание зонда жидкостью, содержащейся на поверхности образца, при этом на границе контакта зонда с жидкостью формируется мениск. Это приводит к появлению дополнительной силы поверхностного натяжения, действующей на зонд со стороны жидкости. Силы поверхностного натяжения приводят к тому, что при отводе зондового датчика точка отрыва кантилевера от поверхности такого образца смещается в область больших Z.



Рис. 1.24. Схематическое изображение зависимости изгиба кантилевера от расстояния z между зондовым датчиком и образцом, содержащим на поверхности адсорбированный слой жидкости.

Таким образом, по виду зависимостей $\Delta Z = f(z)$ можно судить о характере взаимодействия зонда с поверхностью, исследовать локальную жесткость в различных точках образца, изучать распределение сил адгезии на поверхности образцов.

Система управления АСМ при работе кантилевера в контактном режиме

Упрощенная схема системы управления АСМ при работе кантилевера в контактном режиме представлена на рис. 1.25. Система управления состоит из цифровой части, реализованной на базе персонального компьютера, и аналоговой части, выполняемой обычно в виде отдельного блока. Цифровая часть включает в себя набор цифро-аналоговых (ЦАП) И аналого-цифровых (АЦП) преобразователей. Двухканальные цифро-аналоговые преобразователи ЦАП-Х и ЦАП-У служат для формирования строчных и кадровых разверток. Петля обратной связи состоит из фотодиода (ФД), предварительного усилителя ПУ, конструктивно расположенного в измерительной головке АСМ, схемы сравнения (СС), высоковольтного усилителя У2 и пьезопреобразователя, регулирующего величину

изгиба кантилевера, а следовательно, силу взаимодействия зонда с поверхностью. В исходном состоянии электронный ключ К1 замкнут, а К2 разомкнут.

Перед началом работы оператор юстирует оптическую схему системы регистрации отклонения кантилевера таким образом, чтобы ток с различных секторов фотодиода был равным, а его величина максимальной. Затем с помощью ЦАП–Set устанавливается напряжение, пропорциональное рабочему значению отклонения кантилевера ΔZ , которое будет поддерживаться постоянным системой обратной связи. После этого включается система сближения зонда и образца. При этом управляющее напряжение с ЦАП–ШД подается на шаговый двигатель (ШД), который сближает зонд и образец. В начальном состоянии напряжение в петле обратной связи (пропорциональное разности токов между вертикальными секторами фотодиода) меньше, чем значение, установленное оператором с помощью ЦАП-Set, и сканер максимально вытянут в направлении зонда. При подходе образца к зонду сила взаимодействия изгибает кантилевер, появляется разностный ток с фотодиода и система сближения зонда и образца переходит к процедуре точной установки образца. В этом режиме происходит дальнейшее движение образца к зонду с помощью двигателя и одновременное отодвигание его с помощью сканера (ОС поддерживает постоянным прогиб кантилевера) до тех пор, пока плоскость поверхности образца не встанет В положение, соответствующее середине динамического диапазона перемещений сканера. После этого микроскоп готов к работе.

Сканирование образца осуществляется при подаче напряжений пилообразной формы на внешние электроды трубчатого сканера с помощью двухканальных ЦАП – Х и ЦАП – У и двухканальных высоковольтных усилителей У4, У5. При этом в петле обратной связи поддерживается постоянным выбранное оператором значение разностного тока фотодиода, соответствующее определенной величине изгиба кантилевера. При сканировании образца напряжение на Z-электроде пропорционально рельефу поверхности. Это происходит следующим образом. Реальное мгновенное значение напряжения *U*, пропорциональное разностному току ФД, сравнивается в схеме сравнения (СС) с величиной U_0 , задаваемой оператором. Разностный сигнал (*U*-*U*₀), пропорциональный изменению рельефа в данной точке поверхности, усиливается (усилитель У2) и подается на внутренний

61

Z-электрод сканера. Сканер отрабатывает данный сигнал до тех пор, пока разность $(U-U_0)$ не станет равной нулю. Таким образом, при сканировании напряжение на Zэлектроде сканера оказывается пропорциональным рельефу поверхности. Сигнал с выхода схемы сравнения записывается с помощью АЦП как информация о рельефе поверхности.



Рис. 1.25. Упрощенная схема системы управления атомно-силового микроскопа, при работе кантилевера в контактном режиме.

В выбранной точке образца можно снять зависимость величины изгиба кантилевера от расстояния между зондовым датчиком и поверхностью $\Delta Z = f(z)$. Для этого обратная связь разрывается с помощью электронного ключа К1 и на Z-

электрод сканера подается напряжение пилообразной формы с ЦАП-Z. Синхронно ΑЦΠ изменением напряжения записывает с напряжение на выходе усилителя ПУ, которое пропорционально предварительного отклонению кантилевера, а следовательно, силе взаимодействия зонда с поверхностью. Полученные данные преобразуются в зависимость $\Delta Z = f(z)$, которая затем строится с помощью средств компьютерной графики.

Получение ACM изображения при постоянном среднем расстоянии между зондовым датчиком и образцом Z_{cp} =const происходит следующим образом. Вначале снимается зависимость $\Delta Z = f(z)$ и определяется точное положение зонда над поверхностью. Затем обратная связь разрывается, и с помощью ЦАП-Z выставляется выбранное оператором значение расстояния зонд-поверхность. После этого производится сканирование образца и величина напряжения с выхода предварительного усилителя, пропорциональная отклонению кантилевера, записывается в виде файла распределения силы вдоль поверхности образца F(x,y).

При использовании кантилеверов с проводящим покрытием возможна регистрация вольт-амперных характеристик контакта зонд-образец в выбранной точке поверхности. Для получения ВАХ ключ К2 замыкается и напряжение пилообразной формы подается с ЦАП-*U* на кантилевер. Синхронно с этим напряжение, пропорциональное току через контакт, усиливается (усилитель У1), записывается с помощью АЦП в память компьютера и визуализируется средствами компьютерной графики.

Колебательные методики АСМ

Как указывалось выше, недостатком контактных АСМ методик является непосредственное механическое взаимодействие зонда с поверхностью. Это часто приводит к поломке зондов и разрушению поверхности образцов. Кроме того, контактные методики практически не пригодны для исследования образцов, обладающих малой механической жесткостью, таких, как структуры на основе ряда органических материалов и многие биологические объекты. Поэтому в атомносиловой микроскопии широкое применение получили колебательные методики, основанные на регистрации параметров взаимодействия колеблющегося

63

кантилевера с поверхностью образцов. Данные методики позволяют существенно уменьшить механическое воздействие зонда на образец в процессе сканирования. Кроме того, развитие колебательных методик существенно расширило арсенал возможностей ACM по измерению различных свойств поверхности образцов.

Вынужденные колебания кантилевера

Основные черты процессов, происходящих при взаимодействии колеблющегося кантилевера с поверхностью, можно понять на основе простейших моделей. В частности, основные представления можно получить с помощью модели сосредоточенной массы [30], в которой зондовый датчик представляется в виде упругой консоли (с жесткостью k) с сосредоточенной массой m на одном конце, в то время как другой конец консоли закреплен на пьезовибраторе ПВ (рис. 1.26).



Рис. 1.26. Модель зондового датчика в виде упругой консоли с массой на конце.

Пусть пьезовибратор совершает гармонические колебания с частотой ω :

$$u = u_{o} Cos(\omega t). \tag{1.30}$$

Тогда уравнение движения такой колебательной системы запишется в виде

$$m\ddot{z} = -k(z-u) - \gamma \dot{z} + F_0, \qquad (1.31)$$

где член, пропорциональный первой производной $\gamma \dot{z}$, учитывает силы вязкого трения со стороны воздуха, а посредством F_0 обозначена сила тяжести и другие возможные постоянные силы. Делая замену переменных (т.е. рассматривая колебания относительно нового состояния равновесия):

$$z = z + F_0 / k \,, \tag{1.32}$$

можно привести уравнение движения кантилевера к виду

$$m\ddot{z} + \gamma \dot{z} + kz = ku_0 \cos\left(\omega t\right). \tag{1.33}$$

Разделив уравнение на *m* и введя параметр добротности системы $Q = \frac{\omega_0 m}{\gamma}$, получаем

 $\ddot{z} + \frac{\omega_0}{Q} \dot{z} + \omega_0^2 z = \omega_0^2 u_0 Cos(\omega t).$

(1.34)

Общее решение данного уравнения представляет собой суперпозицию затухающих (с декрементом $\delta = \omega_0 / 2Q$) и незатухающих вынужденных колебаний на частоте ω [31]. Найдем колебания в такой системе. Амплитуда установившихся вынужденных колебаний $A(\omega)$ определяется следующим выражением:

$$A(\omega) = \frac{u_0 \omega_0^2}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \frac{\omega^2 \omega_0^2}{Q^2}}}.$$
 (1.35)

Фаза установившихся колебаний системы $\varphi(\omega)$ равна

$$\varphi(\omega) = \operatorname{arctg}\left[\frac{\omega\omega_0}{Q(\omega_0^2 - \omega^2)}\right].$$
(1.36)

Из выражения (1.35) следует, что амплитуда колебаний зонда на частоте ω_0 определяется добротностью системы и равна $Q u_0$. Кроме того, наличие в системе диссипации приводит к сдвигу резонансной частоты колебаний кантилевера. Действительно, резонансная частота диссипативной системы:

$$\omega_{rd}^{2} = \omega_{0}^{2} \left(1 - \frac{1}{2Q^{2}} \right).$$
 (1.37)

Сдвиг резонансной частоты для диссипативной системы получается равным

$$\Delta \omega = \omega_0 - \omega_{rd} = \omega_0 \left(1 - \sqrt{1 - \frac{1}{2Q^2}} \right). \tag{1.38}$$

Однако, как показывают оценки, для типичных значений добротности кантилеверов в воздушной среде ($Q \approx 100$) величина сдвига резонансной частоты вследствие диссипации мала. Влияние диссипации сводится, в основном, к существенному уменьшению амплитуды колебаний и уширению амплитудночастотной (AЧX) и фазо-частотной (ФЧХ) характеристик системы.

Бесконтактный режим колебаний кантилевера АСМ

В бесконтактном режиме кантилевер совершает вынужденные колебания с малой амплитудой порядка нескольких нанометров. При приближении зонда к поверхности на кантилевер начинает действовать дополнительная сила со стороны образца - F_{ts} . При ван-дер-ваальсовом взаимодействии это соответствует области расстояний между зондом и образцом, где действует сила притяжения. Если зонд ACM находится на расстоянии z_0 от поверхности, то для малых колебаний можно записать:

$$F_{ts} = F_{ts0} + \frac{\partial F}{\partial z}(z_0) \cdot z(t) . \qquad (1.39)$$

Тогда в правой части уравнения, описывающего колебания в такой системе, появляются дополнительные слагаемые:

$$m\ddot{z} = -k(z-u) - \gamma \dot{z} + F_0 + F_{ts0} + F_z \dot{z} . \qquad (1.40)$$

Вводя новые переменные: $z = z + (F_0 + F_{ts0})/k$, приходим к уравнению:

$$m\ddot{z} + \gamma \dot{z} + (k - F_z) \cdot z = ku_0 Cos(\omega t). \qquad (1.41)$$

Т.е. наличие градиента сил приводит к изменению эффективной жесткости системы:

$$k_{s\phi\phi} = k - F_z' \quad (1.42)$$

Производя стандартные преобразования, получаем следующее уравнение:

$$\ddot{z} + \frac{\omega_0}{Q} \dot{z} + \left(\omega_0^2 - \frac{F_z'}{m}\right) \cdot z = \omega_0^2 u_0 \cos\left(\omega t\right).$$
(1.43)

Амплитудно-частотная характеристика системы в присутствие неоднородной силы записывается в виде

$$A(\omega) = \frac{u_0 \omega_0^2}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2 - \frac{F_z'}{m})^2 + \frac{\omega^2 \omega_0^2}{Q^2}}}.$$
 (1.44)

И, соответственно, ФЧХ:

$$\varphi(\omega) = \operatorname{arctg}\left[\frac{\omega\omega_{0}}{Q\left(\omega_{0}^{2} - \omega^{2} - \frac{F_{z}^{'}}{m}\right)}\right].$$
(1.45)

Таким образом, наличие градиента силы взаимодействия зонда с поверхностью образца приводит к дополнительному сдвигу резонансной частоты системы. В присутствии внешней силы резонансная частота равна

$$\omega_{rf}^{2} = \omega_{0}^{2} \left(1 - \frac{1}{2Q^{2}} - \frac{F_{z}^{'}}{k} \right) = \omega_{rd}^{2} - \frac{E_{z}^{'}}{m} .$$
 (1.46)

Следовательно, дополнительный сдвиг АЧХ равен

$$\Delta \omega = \omega_{rd} - \omega_{rf} = \omega_{rd} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{F'_z}{m\omega_{rd}}} \right).$$
(1.47)



Рис. 1.27. Изменение АЧХ и ФЧХ кантилевера под действием градиента силы.

Из выражения (1.45) также следует, что наличие градиента силы приводит к сдвигу ФЧХ, так что точка ее перегиба ω^* находится на частоте

$$\omega^* = \omega_0 \sqrt{1 - \frac{F_z'}{k}} \qquad \text{in } \Delta \omega = \omega_0 - \omega^* = \omega_0 \left(1 - \sqrt{1 - \frac{F_z'}{k}}\right). \tag{1.48}$$

При этом, если кантилевер вдали от поверхности совершает вынужденные колебания на частоте ω_0 , то сдвиг фазы его колебаний составляет $\pi/2$. Тогда при сближении с поверхностью фаза колебаний (при наличии градиента силы $F_z' < k$) станет равной

$$\varphi(\omega_0) = \operatorname{arctg}\left[\frac{k}{QF_z'}\right] \approx \frac{\pi}{2} - \frac{QF_z'}{k} .$$
(1.49)

Следовательно, дополнительный сдвиг фазы, обусловленный градиентом силы будет равен [32]:

$$\Delta \varphi = \varphi(\omega_0) - \frac{\pi}{2} = -\frac{QF_z'}{k} . \qquad (1.50)$$

Он определяется производной Z-компоненты силы по координате z. Данное обстоятельство используется для получения фазового контраста в ACM исследованиях поверхности.

"Полуконтактный" режим колебаний кантилевера АСМ

Регистрация изменения амплитуды и фазы колебаний кантилевера в бесконтактном режиме требует высокой чувствительности и устойчивости работы обратной связи. На практике чаще используется так называемый "полуконтактный" режим (иногда его называют прерывисто-контактный, а в иностранной литературе - "intermittent contact" или "tapping mode" режимы). При работе в этом режиме возбуждаются вынужденные колебания кантилевера вблизи резонанса с амплитудой порядка 10 – 100 нм. Зондовый датчик подводится к поверхности так, чтобы в нижнем полупериоде колебаний происходило касание зондом поверхности образца (это соответствует области отталкивания на графике зависимости силы от расстояния (рис. 1.28)).

При сканировании образца регистрируется изменение амплитуды и фазы колебаний кантилевера. Взаимодействие зонда с поверхностью в "полуконтактном" режиме состоит из ван-дер-ваальсового взаимодействия, к которому в момент касания добавляется упругая сила, действующая на зонд со стороны поверхности. Если обозначить через z_0 расстояние между положением равновесия колеблющегося кантилевера и поверхностью, а через $F_{ts}(z(t))$ - суммарную силу, действующую со стороны образца, то уравнение движения кантилевера можно записать в следующем виде:

$$\ddot{z} + \frac{\omega_0}{Q} \dot{z} + \omega_0^2 (z(t) - z_0 - u_0 Cos(\omega t)) = \frac{\omega_0^2}{k} F_{ts}(z(t)), \qquad (1.51)$$

где координата *z* отсчитывается от поверхности. Заметим, что "полуконтактный" режим возможен только тогда, когда расстояние *z*₀ меньше амплитуды колебаний кантилевера:

$$F$$

 Z_0
 Z'
 Z'

$$z_0 < Q u_0.$$
 (1.52)

Рис. 1.28. Выбор рабочей точки при "полуконтактном" режиме колебаний кантилевера.

Теория "полуконтактного" режима значительно сложнее теории бесконтактного режима, поскольку в этом случае уравнение, описывающее движение кантилевера, существенно нелинейно. Сила $F_{ts}(z(t))$ теперь не может быть разложена в ряд по малым z. Однако характерные особенности данного режима сходны с особенностями бесконтактного режима - амплитуда и фаза колебаний кантилевера зависят от степени взаимодействия поверхности и зонда в нижней точке колебаний. Поскольку В этой точке ЗОНД механически взаимодействует с поверхностью, то на изменение амплитуды и особенно фазы колебаний кантилевера в этом режиме существенное влияние оказывает локальная жесткость поверхности образцов.

Сдвиг по фазе между колебаниями возбуждающего пьезоэлектрического вибратора и установившимися колебаниями кантилевера можно оценить, если

рассмотреть процесс диссипации энергии при взаимодействии зонда с образцом [33-35]. Если рассматривать установившиеся колебания, то энергия, приходящая в систему, в точности равна энергии, рассеиваемой системой. Энергия, поступающая в систему от пьезовибратора за период колебаний, равна

$$E_{ex} = \int_{t}^{t+\frac{2\pi}{\omega}} k \, u_0 Cos(\omega t) \cdot \frac{dz}{dt} dt \quad . \tag{1.53}$$

Она расходуется на восполнение потерь при взаимодействии кантилевера с атмосферой и образцом. Энергию, рассеиваемую в атмосферу E_{ta} за период, можно оценить следующим образом:

$$E_{ta} = \int_{t}^{t+\frac{2\pi}{\omega}} \frac{m\omega_0}{Q} \left(\frac{dz}{dt}\right)^2 dt .$$
(1.54)

Энергия *E*_{tsd}, идущая на восполнение потерь при диссипативном взаимодействии зонда с образцом, равна

$$E_{tsd} = \int_{t}^{t+\frac{2\pi}{\omega}} F_{tsd}(z) \frac{dz}{dt} dt . \qquad (1.55)$$

Из условия баланса энергии следует:

$$E_{ex} = E_{ta} + E_{tsd} \quad . \tag{1.56}$$

Предполагая, что установившиеся колебания кантилевера имеют вид $z = A \cdot Cos(\omega t + \varphi)$, получаем

$$E_{tsd} = \frac{\pi \ k \ u_0 A}{Q} Sin(\varphi) - \frac{\pi \ k \omega \ A^2}{\omega_0 Q} \ . \tag{1.57}$$

Отсюда для фазового сдвига получается следующее выражение:

$$\sin\varphi = \frac{\omega A}{\omega_0 u_0} + \frac{QE_{isd}}{\pi k u_0 A} . \tag{1.58}$$

Таким образом, фазовый сдвиг колебаний кантилевера в "полуконтактном" режиме определяется энергией диссипативного взаимодействия зонда с поверхностью образца.

Формирование ACM изображения поверхности в полуконтактном режиме происходит следующим образом. С помощью пьезовибратора возбуждаются колебания кантилевера на частоте ω (близкой к резонансной частоте кантилевера) с амплитудой A_{ω} . При сканировании система обратной связи ACM поддерживает

постоянной амплитуду колебаний кантилевера на уровне A_0 , задаваемом оператором ($A_0 < A_{\omega}$). Напряжение в петле обратной связи (на Z-электроде сканера) записывается в память компьютера в качестве АСМ изображения рельефа поверхности. Одновременно при сканировании образца в каждой точке регистрируется изменение фазы колебаний кантилевера, которое записывается в память компьютера в виде распределения фазового контраста. На рис. 1.29, в качестве примера, приведены АСМ изображения участка пленки полиэтилена, полученные в "полуконтактном" режиме (амплитудный и фазовый контраст) [36].



Рис. 1.29. ACM изображения участка поверхности пленки полиэтилена, полученные в "полуконтактном" ("tapping mode") режиме [36].

- (а) изображение рельефа поверхности, полученное в режиме постоянной амплитуды,
- (б) соответствующее распределение фазового контраста.

1.3. Магнитно-силовая микроскопия

Принцип работы магнитно-силового микроскопа (МСМ) основан на магнитном взаимодействии зонда с образцом. По существу МСМ представляет собой атомно-силовой микроскоп, у которого зонд сделан из магнитного материала. Сила, действующая на такой зонд в магнитном поле в пространстве над образцом, приводит к изгибу консоли. Таким образом, регистрируя величину изгиба консоли, можно контролировать силу магнитного взаимодействия зонда с образцом. В настоящее время МСМ является одним из основных инструментов для изучения распределения намагниченности В магнитных структурах с пространственным разрешением вплоть до 10 нм [37-49].

Магнитное взаимодействие зонда МСМ с образцом

Магнитные силы являются дальнодействующими, поэтому в силовом взаимодействии участвует достаточно большое число атомов зонда и образца, расположенных не только на их поверхности, но и в более глубоких слоях.



Рис. 1.30. Зонд МСМ в магнитном поле образца.

Магнитный момент зонда МСМ может быть представлен как суперпозиция магнитных диполей вида

$$\dot{M}_t(\vec{r}_t)dV_t, \qquad (1.59)$$

где $\vec{M}_t(\vec{r}_t)$ - распределение удельной намагниченности в магнитном покрытии зонда, dV_t - элементарный объем. Тогда энергия магнитного взаимодействия между зондом и образцом запишется в виде [38,45,49]
$$E = -\int_{V_t} \vec{M}_t(\vec{r}_t) \vec{H}_s(\vec{r} + \vec{r}_t) dV_t, \qquad (1.60)$$

где \vec{H}_s - поле, создаваемое образцом в точке $\vec{r} + \vec{r}_t$, а \vec{r} – радиус вектор кончика магнитного зонда. Интегрирование производится по объему магнитного слоя зонда V_p (рис. 1.31).



Рис. 1.31. К расчету взаимодействия зонда МСМ с магнитным полем образца.

Сила, действующая на зонд, может быть представлена в виде

$$\vec{F} = -\vec{\nabla}E = \int_{V_t} \vec{\nabla} \left(\vec{M}_t(\vec{r}_t) \vec{H}_s(r+r_t) \right) dV_t, \qquad (1.61)$$

а при отсутствии наведенных токов

$$\vec{F} = \int_{V_t} (\vec{M}_t(\vec{r}_t) \cdot \vec{\nabla}) \vec{H}_s(\vec{r} + \vec{r}_t) dV_t.$$
(1.62)

В МСМ вертикальное отклонение кантилевера от положения равновесия происходит под действием *Z*- компоненты силы магнитного взаимодействия между зондом и поверхностью образца [46,47]:

$$F_{z} = \int_{V_{t}} \left(M_{tx} \frac{\partial H_{sx}}{\partial z} + M_{ty} \frac{\partial H_{sy}}{\partial z} + M_{tz} \frac{\partial H_{sz}}{\partial z} \right) dV_{t}, \qquad (1.63)$$

а Z- компонента градиента магнитной силы будет определяться выражением:

$$F'_{z} = \frac{\partial F_{z}}{\partial z} = \int_{V_{t}} \left(M_{tx} \frac{\partial^{2} H_{sx}}{\partial z^{2}} + M_{ty} \frac{\partial^{2} H_{sy}}{\partial z^{2}} + M_{tz} \frac{\partial^{2} H_{sz}}{\partial z^{2}} \right) dV_{t}.$$
(1.64)

Для получения MCM изображений образцов применяются квазистатические и колебательные методики.

Квазистатические методики МСМ

МСМ изображение образцов, имеющих слабо развитый рельеф поверхности, получают следующим образом. Во время сканирования зондовый датчик перемещается над образцом на некотором расстоянии h=const при отключенной обратной связи. При этом величина изгиба кантилевера, регистрируемая оптической системой, записывается в виде функции F(x,y), представляющей собой распределение силы магнитного взаимодействия зонда с образцом.

Однако, если образец имеет сильно развитый рельеф, то сканирование при h=const может приводить к тому, что на выступающих неровностях поверхности, кроме магнитной силы, на зонд будут действовать также Ван-дер-ваальсовские и капиллярные силы, которые на расстояния
х $z_{\scriptscriptstyle o}\cong 1\div 10$ нм значительно превышают магнитные [48]. Это приводит к усложнению интерпретации получаемых изображений. Поэтому для образцов с сильно развитым рельефом поверхности применяется двухпроходная методика. В каждой строке сканирования производится следующая процедура. На первом проходе снимается АСМ изображение рельефа в контактном режиме. Затем зондовый датчик отводится от поверхности на некоторое расстояние Z_{a} , и осуществляется повторное сканирование (рис. 1.32.). Расстояние z_a выбирается таким образом, чтобы сила Ван-дер-Ваальса была меньше силы магнитного взаимодействия.

На втором проходе датчик перемещается над поверхностью по траектории, повторяющей рельеф образца. Поскольку в этом случае локальное расстояние между зондовым датчиком и поверхностью в каждой точке постоянно, изменения величины изгиба кантилевера в процессе сканирования связаны с неоднородностью магнитных сил, действующих на зонд со стороны образца. Таким образом, итоговый МСМ кадр представляет собой двумерную функцию F(x,y),

характеризующую распределение силы магнитного взаимодействия зонда с образцом.



Рис. 1.32. Двухпроходная методика регистрации МСМ изображения.

Колебательные методики МСМ

Применение колебательных методик в магнитно-силовой микроскопии позволяет реализовать бо́льшую (по сравнению с квазистатическими методиками) чувствительность и получать более качественные МСМ изображения образцов. С помощью встроенного пьезовибратора возбуждаются колебания кантилевера на частоте вблизи его резонанса. При перемещении зондового датчика вдоль исследуемой поверхности регистрируются изменения параметров колебаний, вызванные магнитным взаимодействием с образцом. Как было показано в разделе, посвященном бесконтактной атомно-силовой микроскопии, изменения частоты, амплитуды и фазы колебаний кантилевера, помещенного в неоднородное магнитное поле, определяются следующими выражениями (в предположении малости амплитуды колебаний и величины силового взаимодействия) [46,47,50,51]:

$$\Delta \omega = -\frac{\omega_0}{2k} \frac{\partial F_z}{\partial z} , \qquad (1.65)$$

$$\Delta A = -\left(\frac{2A_0Q}{3\sqrt{3k}}\right)\frac{\partial F_z}{\partial z},\tag{1.66}$$

$$\Delta \varphi = -\frac{Q}{k} \frac{\partial F_z}{\partial z} , \qquad (1.67)$$

где ω_0 – резонансная частота, Q – добротность, k - жесткость кантилевера. Z-компонента градиента силы магнитного взаимодействия F_z определяется следующим образом:

$$F_{z}' = \frac{\partial F_{z}}{\partial z} = \int_{V_{t}} \left(M_{tx} \frac{\partial^{2} H_{sx}}{\partial z^{2}} + M_{ty} \frac{\partial^{2} H_{sy}}{\partial z^{2}} + M_{tz} \frac{\partial^{2} H_{sz}}{\partial z^{2}} \right) dV_{t}.$$
(1.68)

Из формул (1.63–1.67) следует, что при сканировании параметры колебаний кантилевера будут изменяться в тех местах, где магнитное поле, создаваемое образцом, меняется по величине или направлению. Для пленочных магнитных структур это, в основном, границы между доменами (доменные стенки), а для однородно намагниченных субмикронных частиц - их края, где формируются магнитные полюса. Таким образом, получаемое в МСМ изображение (его иногда называют магнитным контрастом) отображает распределение второй пространственной производной магнитного поля вдоль поверхности образца. Оценки показывают [47], что минимальное значение градиента силы, которое можно зарегистрировать, определяется выражением

$$F_z' = \frac{1}{A^*} \sqrt{\frac{4kk_B TP}{\omega_0 Q}}, \qquad (1.69)$$

где A^* – среднеквадратичная амплитуда колебаний кантилевера, k_B - постоянная Больцмана, T – температура, P – полоса пропускания детектора. Из этого выражения следует, что кантилевер должен иметь максимальную резонансную частоту и добротность. На воздухе, при типичных параметрах k = 1 H/м, $\omega_0 = 10^5$ Гц, Q = 100, $A^* = 10$ нм, удается регистрировать $F'_z = 1,3 \times 10^{-4}$ H/м. В вакууме, когда Q возрастает до 10^4 , чувствительность увеличивается до $F'_z < 10^{-5}$ H/м. Проведение измерений при пониженных температурах также повышает чувствительность MCM [52,53].

МСМ изображения при работе кантилевера в колебательном режиме формируются также двумя методами. Первый – это метод постоянной высоты (constant height mode). Он применяется для исследования структур со слабо выраженным рельефом поверхности. При сканировании зондовый датчик движется над поверхностью на некоторой высоте h = const, при этом регистрируется изменение амплитуды или фазы колебаний кантилевера.

Для получения МСМ изображения образцов с сильно развитым рельефом используется двухпроходная методика (tapping/lift mode). В каждой строке сканирования на первом проходе в "полуконтактном" режиме записывается рельеф поверхности. На втором проходе зондовый датчик движется над образцом по траектории, соответствующей рельефу, так, что расстояние между датчиком и поверхностью в каждой точке равно величине $z_0 = const$, определяемой оператором. МСМ изображение формируется посредством регистрации изменений амплитуды или фазы колебаний кантилевера. Таким образом, при построчном сканировании из профилей, полученных при первом проходе, формируется изображение рельефа поверхности, а из профилей, полученных на втором проходе – магнитный контраст от этого же участка поверхности. Однако полностью скомпенсировать влияние рельефа образца не удается. Вследствие конечных размеров рабочей части зонда регистрируемый при первом проходе АСМ профиль поверхности отличается от реального рельефа. Это приводит к некоторым артефактам на МСМ изображениях (так, например, на МСМ изображениях однодоменных наночастиц появляются характерные ореолы, обусловленные неполной компенсацией вклада от рельефа поверхности [54]).

Максимальная чувствительность МСМ достигается при определенных частотах возбуждения кантилевера. При регистрации амплитудного контраста эта частота составляет

$$\omega_{A} = \omega_{0} \sqrt{1 - F_{z0}^{'} / k} \left(1 \pm \frac{1}{\sqrt{8Q}}\right), \qquad (1.70)$$

что соответствует максимальной производной на АЧХ кантилевера во внешнем поле [47,55,56]. При регистрации фазового контраста максимум чувствительности достигается, когда частота возбуждения кантилевера совпадает с резонансной частотой системы кантилевер-зонд-образец:

$$\omega_{\varphi} = \omega_{0} \sqrt{1 - F_{z0}' / k} . \qquad (1.71)$$

Кроме того, для достижения максимального латерального разрешения и чувствительности необходимо также выбирать оптимальные параметры процесса сканирования: минимально возможное значение z_0 и максимально возможную амплитуду колебаний кантилевера, при которых в МСМ изображении еще нет вклада от рельефа образца. Обычно значения этих величин находятся в пределах

 $z_0 = 10 \div 100$ нм и $A_0 = 1 \div 10$ нм [46]. При достаточно сильном магнитном взаимодействии можно получить серию МСМ изображений на различных высотах сканирования z_0 . С помощью таких измерений удается более подробно исследовать распределение магнитного поля в пространстве над образцом [56]. При проведении МСМ исследований в вакууме добротность кантилевера возрастает в $10 \div 100$ раз, что приводит к существенному увеличению чувствительности микроскопа [52,57].

На рис. 1.33, в качестве примера, представлены МСМ изображения поверхности компьютерного магнитного диска, полученные с помощью различных методик.



Рис. 1.33. МСМ изображения поверхности магнитного диска [36].

- (а) АСМ изображение рельефа поверхности;
- (б) МСМ изображение фазового контраста;
- (в) МСМ изображение амплитудного контраста;
- (г) МСМ изображение распределения силы взаимодействия зонда с поверхностью, полученное по квазистатической методике при *h* = *const*.

Широкое распространение получили зондовые микроскопы, позволяющие 58-64]. проводить MCM измерения [38, BO внешнем магнитном поле Использование дополнительного внешнего поля позволяет *in situ* изучать процессы перераспределения намагниченности образцов. Для создания полей используются И электромагниты. Постоянные магниты обладают постоянные магниты определенным преимуществом, так как термодрейф образца в микроскопах с постоянным магнитом значительно меньше [59,60]. В простейшем случае, сканер вместе с образцом помещаются между полюсами достаточно большого магнита. Однако из-за большого зазора между полюсами в таких устройствах не удается получать на образце поля более 400 Э [65]. Наибольшее распространение получили схемы совмещения зондового микроскопа и магнита, когда магнитные полюса расположены максимально близко к образцу, а зазор между полюсами составляет всего несколько миллиметров [59].

Использование дополнительного внешнего поля является также эффективным методом исключения артефактов, связанных с вкладом рельефа поверхности и немагнитных сил в контраст MCM изображений.

Зонды магнитно-силового микроскопа

Пространственное разрешение MCM определяется, основном, В характеристиками магнитного зонда. С одной стороны, для получения высокого контраста в МСМ изображении необходимо использовать зонды с большим магнитным моментом, который определяется объемом магнитного материала и его остаточной намагниченностью. С другой стороны, для увеличения латерального разрешения МСМ необходимо уменьшать размеры кончика зонда, что приводит к уменьшению магнитного момента. Кроме того, магнитное поле зонда влияет на структуру намагниченности образца, а поле образца, в свою очередь, может изменять намагниченность зонда, особенно если он сделан из магнитно-мягкого материала [38]. Все это приводит к тому, что в каждом конкретном случае необходимо подбирать оптимальные параметры зондов и режимы получения МСМ изображений.

Первые МСМ изображения были получены с помощью магнитных зондов, которые представляли собой электрохимически заточенные проволоки из Fe, Ni или Co с углом при вершине порядка 7° и радиусом закругления кончика 30 нм [38,47]. Кончик такого зонда представлял собой одиночный домен с характерным размером порядка 1 мкм. С помощью таких зондов было реализовано латеральное разрешение в 25 нм [66] и даже в 10 нм [67]. Методика получения таких зондов сравнительно проста и хорошо известна (она используется для создания зондов СТМ). Однако в настоящее время зонды из проволок не находят широкого практического применения из-за сложности систем регистрации величины отклонения и амплитуды колебаний при использовании таких зондов. Кроме того, поля рассеивания проволочных зондов велики и они легко перемагничивают исследуемые образцы.

Более широкое распространение в МСМ получили стандартные зондовые датчики АСМ, у которых зонд покрыт тонким слоем магнитного материала. Магнитные поля рассеяния в области кончика у таких зондов на порядок меньше, чем у зондов в виде магнитных проволок [47]. Иногда тонкопленочное магнитное покрытие наносится методами электрохимического осаждения [68], но чаще различные методы вакуумного напыления используются (термическое, магнетронное или лазерное). Немагнитной основой при напылении обычно служат зондовые ACM датчики из Si или Si₃N₄. В качестве магнитных материалов используются как чистые металлы (Ni, Co, Fe), так и более сложные соединения с ферромагнитными свойствами, такие, как $Co_{80}Ni_{20}$, CoPt, NiFe, SmCo. Для защиты от коррозии поверхность магнитных зондов дополнительно покрывают тонким слоем Cr, Pt или Au [69]. Часто, для того чтобы исключить нежелательное касание поверхности магнитным покрытием при одновременных исследованиях рельефа и магнитных свойств образцов, на кончике МСМ зонда дополнительно наращивают микровыступ из углерода [70].

Для повышения пространственного разрешения МСМ необходимо уменьшать размеры магниточувствительной части зонда. Одним из путей решения данной проблемы является уменьшение методами ионного травления площади магнитного покрытия на МСМ зондах [40, 71-73]. Технологические этапы изготовление такого зонда схематически показаны на рис. 1.34 (а) [40].



Рис. 1.34. формирование МСМ зондов высокого разрешения методом ионного травления. (а) - формирование магнитной наночастицы на вершине зонда с помощью электронного осаждения углеродного вискера и ионного травления. (б) - электронно-микроскопическое изображение зонда с магнитной наночастицей. Из работы [40].

Стандартный АСМ датчик покрывают пленкой толщиной 50 - 100 нм из магнитного материала. Затем зондовый датчик помещается в сканирующий электронный микроскоп, и в течение 10 - 15 минут вершина зонда облучается сфокусированным электронным пучком. Из-за разложения остаточных углеводородов под электронным пучком на кончике зонда образуется углеродный вискер, который впоследствии служит затеняющей маской при ионном травлении. Время травления и поток ионов подбирается так, чтобы магнитный материал вне вискера полностью удалялся, в то время как углеродный вискер распылялся не полностью. В результате такого травления на вершине зонда под вискером остается маленькая частица магнитного материала. На рис. 1.34 (б) представлены

фотографии такого МСМ зонда, полученные с помощью электронного микроскопа. Видимая часть углеродного вискера имеет диаметр приблизительно 50 нм и длину 100 нм. Для формирования наночастиц на кончике зонда применяются также сфокусированные ионные пучки (см. рис. 1.35) [74].



Рис. 1.35. Формирование МСМ зонда сфокусированным ионным пучком. Из работы [74].

Иногда магнитный материал наносится непосредственно на поверхность углеродного вискера. Такие усовершенствованные МСМ зонды обеспечивают значительно большее пространственное разрешение, чем обычные [38,75]. Авторам работы [76] с помощью таких зондов удалось получить изображения доменных стенок в ферромагнитной пленке, отстоящих друг от друга на расстоянии 10 - 20 нм.

В последнее время интенсивно развиваются технологии изготовления зондов на основе углеродных нанотрубок. Магнитные зонды формируются посредством покрытия нанотрубок тонкими ферромагнитными слоями, за счет заполнения внутреннего пространства нанотрубок магнитным материалом, а также посредством формирования магнитной наночастицы на свободном кончике нанотрубки [77-82]. Минимальные размеры таких магнитных частиц достигают 10 нм, что близко к физическому пределу, обусловленному суперпарамагнетизмом малых ферромагнитных частиц [83]. Электронно-микроскопическое изображение

МСМ зонда в виде частицы на кончике углеродной нанотрубки представлено на рис. 1.36.



Рис. 1.36. Формирование МСМ зонда в виде наночастицы Ni₃C диаметром 50 нм на конце углеродной нанотрубки, закрепленной на вершине пирамидального ACM зонда. Из работы [82]

Компьютерное моделирование при анализе МСМ изображений

Одной из основных задач магнитно-силовой микроскопии является восстановление структуры намагниченности образца по его МСМ изображению. В общем виде математически строго решить такую задачу невозможно [84]. В имеются описания алгоритмов восстановления распределения литературе намагниченности по экспериментальным МСМ изображениям с применением Фурье-анализа [38,84-86]; проводились также попытки учесть вклад зонда в МСМ изображение, используя формализм функций Грина [87]. При этом получить достаточно убедительные результаты удавалось только для сравнительно простых случаев, когда образцы представляли собой гладкие пленки с магнитными доменами, намагниченными перпендикулярно поверхности [85] или вдоль поверхности образца [84,88].

Обычно решают обратную задачу: моделируют МСМ изображение с учетом реальных форм и возможных распределений намагниченности зонда и образца, а затем сравнивают результаты моделирования с экспериментальными МСМ изображениями. При необходимости проводят коррекцию предполагаемого распределения намагниченности в образце, добиваясь максимального совпадения экспериментальных и расчетных МСМ изображений [58, 89-92]. В модельных расчетах широко используется приближение, в котором зонд и образец считаются магнитножесткими. В общем же случае при моделировании необходимо учитывать взаимное влияние магнитного поля зонда на локальную намагниченность образца и, соответственно, магнитного поля образца на структуру намагниченности зонда.

При моделировании МСМ изображений, получаемых в квазистатических методиках, в каждой точке траектории зонда при сканировании рассчитывается Z-компонента силы взаимодействия зонда с поверхностью:

$$F_{z} = \int_{V_{t}} (\vec{M}_{t}(\vec{r} + \vec{r}_{t}) \cdot \vec{\nabla}) H_{sz}(\vec{r} + \vec{r}_{t} - \vec{r}_{s}) dV_{t} .$$
(1.72)

При моделировании колебательных методик в каждой точке траектории зонда рассчитывается Z-компонента градиента магнитных сил, действующих на зонд со стороны образца:

$$\frac{\partial F_z(\vec{r})}{\partial z} = \int_V \frac{\partial}{\partial z} (\vec{M}_p(\vec{r} + \vec{r}_p) \cdot \vec{\nabla}) \cdot H_{sz}(\vec{r} + \vec{r}_p - \vec{r}_s) dV_p , \qquad (1.73)$$

где $\vec{M_t}(\vec{r}+\vec{r_t})$ – удельная намагниченность зонда, а $H_{sz}(r+\vec{r_t}-\vec{r_s})$ - Z-компонента магнитного поля. Часто в модельных расчетах зонд с хорошей точностью аппроксимируется одиночным диполем или монополем [48]. Более точные расчеты проводятся при аппроксимации магнитной части зонда геометрической фигурой, форма которой близка к реальной форме зонда [48,49,93]. Результаты расчетов, выполненных при таких допущениях, показали достаточно хорошее совпадение с экспериментальными данными.

Наиболее просто МСМ изображения моделируются в случаях, когда магнитное поле образца может быть описано аналитической функцией [85]. В более сложных ситуациях приходится применять численные методы и формализм Брауна [94]. Согласно этому подходу, для расчета силового взаимодействия магнитные области зонда и образца разбиваются на физически малые объёмы с однородной намагниченностью. Каждый из таких объемов аппроксимируется одиночным магнитным диполем, имеющим магнитный момент, равный по величине остаточной намагниченности материала.



Рис. 1.37. К расчету силы и градиента силы магнитного взаимодействия между зондом MCM и магнитным образцом.

Таким образом, магнитные области зонда и образца аппроксимируются набором диполей вида

$$\vec{m}_{t}^{i} = \vec{M}_{t}(\vec{r} + \vec{r}_{t}^{i}) \cdot V_{t}^{i}, \qquad \vec{m}_{s}^{j} = \vec{M}_{s}(\vec{r}_{s}^{j}) \cdot V_{s}^{j}, \qquad (1.74)$$

где V_t^i и V_s^j - объемы элементов дискретизации зонда и образца соответственно, а \vec{r}_t^i и \vec{r}_s^j - их координаты (рис. 1.37). Тогда Z - компонента поля *j* - го диполя образца в точке *i* - го диполя зонда запишется виде

$$H_{z}^{ij}(\vec{r}+\vec{r}_{t}^{i}-\vec{r}_{s}^{j}) = \frac{3(z+z_{t}^{i}+z_{s}^{j})(\vec{m}_{s}^{j}\vec{r}_{s}^{j})}{\left|\vec{r}+\vec{r}_{t}^{i}-\vec{r}_{s}^{j}\right|^{5}} - \frac{m_{sz}^{j}}{\left|\vec{r}+\vec{r}_{t}^{i}-\vec{r}_{s}^{j}\right|^{3}}.$$
(1.75)

Тогда Z-компонента силы взаимодействия зонда с образцом будет равна

$$F_{z}(\vec{r}) = \sum_{ij} (\vec{m}_{t}^{i} \cdot \vec{\nabla}) H_{z}^{ij}(\vec{r} + \vec{r}_{t}^{i} - \vec{r}_{s}^{j}), \qquad (1.76)$$

а Z компонента градиента силы равна, соответственно,

$$\frac{\partial}{\partial z}F_z(\vec{r}) = \sum_{ij} (\vec{m}_t^i \cdot \vec{\nabla}) \frac{\partial}{\partial z} H_z^{ij}(\vec{r} + \vec{r}_t^i - \vec{r}_s^j).$$
(1.77)

Во многих практически важных случаях для расчета магнитного контраста и интерпретации МСМ изображений применяется приближение точечного зонда [95]. В данном приближении зонд МСМ можно заменить эффективным одиночным магнитным диполем (рис. 1.38) или даже эффективным монополем (магнитным зарядом), расположенными в некоторой точке на оси симметрии зонда [96,97].



Рис. 1.38. Эффективный магнитный диполь *m*_z в магнитном поле образца.

В этом случае расчеты взаимодействия зонда с образцом на основе выражений (1.76-1.77) существенно упрощаются. Так, Z-компонента силы взаимодействия зонда с образцом запишется в виде

$$F_z(\vec{r}) = m_z \sum_j \frac{\partial}{\partial z} H_z^j(\vec{r} + \vec{r}_d - \vec{r}_s^j), \qquad (1.78)$$

где m_z - магнитный момент эффективного диполя; \vec{r}_d - радиус-вектор точки внутри зонда, в которой расположен диполь. Однако для зондов с тонкопленочным покрытием модель точечного зонда сталкивается с рядом трудностей. Дело в том, что величина магнитного момента диполя m_z определяется эффективным объемом V_{eff} той магнитоактивной части зонда, которая взаимодействует с полем образца:

$$m_z = M_{0t} V_{eff},$$
 (1.79)

где M_{0t} - остаточная намагниченность материала зонда. Величина V_{eff} , а, следовательно, и величины m_z и \vec{r}_d зависят как от параметров сканирования (в частности, от высоты *h* прохода зонда над образцом), так и от характерного масштаба спадания магнитного поля в области над поверхностью образца [96,97]. Иная ситуация в случае зондов, имеющих на кончике однодоменную наночастицу. В этом случае эффективный объем зонда определяется объемом наночастицы, так что можно рассчитать абсолютное значение магнитного момента такого зонда.

Для нахождения распределения намагниченности образца (и зонда) широко используются численные микромагнитные расчеты, основанные на поиске квазистационарного распределения направлений локальных магнитных моментов, соответствующего минимуму свободной энергии системы [98,99]. При этом объем магнитного образца разбивается на физически малые ячейки с однородной намагниченностью. Намагниченность внутри каждой *j*-ой ячейки аппроксимируется точечным магнитным диполем. Тогда минимуму свободной энергии образца соответствует стационарное решение системы уравнений Ландау-Лифшица-Гильберта для всего ансамбля локальных диполей [90,100]:

$$\frac{d\vec{m}_{s}^{j}}{dt} = -\gamma \left[\vec{m}_{s}^{j} \times \vec{H}_{eff}^{j}\right] - \frac{\lambda}{\left|\vec{m}_{s}^{j}\right|^{2}} \left[\vec{m}_{s}^{j} \times \left[\vec{m}_{s}^{j} \times \vec{H}_{eff}^{j}\right]\right], \ (j = 1, \dots N),$$
(1.80)

где γ – гиромагнитное отношение, λ – константа затухания, \vec{m}_s^j – *j*- ый локальный магнитный диполь, $\vec{H}_{e\!f\!f}^j$ – полное эффективное магнитное поле.

$$\vec{H}_{eff}^{\,j} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E}{\partial \vec{m}_s^{\,j}},\tag{1.81}$$

где *E* – полная магнитная энергия системы. При вычислении энергии *E* учитываются энергия магнитной анизотропии, обменное и диполь - дипольное

взаимодействие между локальными диполями. Кроме того, можно учитывать взаимодействие образца с внешним магнитным полем, что дает возможность моделировать изменения доменной структуры исследуемого объекта в процессах намагничивания и перемагничивания. Решение системы уравнения (1.80) производится численно методом последовательных итераций.

В последнее время большую популярность приобрел программный комплекс OOMMF (Object Oriented Micromagnetic Framework), широко используемый для расчета структур намагниченности ферромагнитных микро- и наноструктур. Данная программа является разработкой Национального института стандартов и технологии США и свободно распространяется через Интернет по лицензии *public domain* (http://math.nist.gov/oommf).

В лаборатории математического моделирования ИФМ РАН был разработан специализированный пакет программ микромагнитного моделирования состояний намагниченности ферромагнитных частиц SIMMAG. Отличительной особенностью данного пакета является то, что, наряду с моделированием состояний однослойных частиц, он позволяет рассчитывать магнитные состояния в наночастицах, состоящих из нескольких слоев ферромагнетика, а также моделировать процессы взаимодействия наночастиц с магнитным полем зонда магнитно-силового микроскопа.

Во многих случаях компьютерное моделирование дает хорошее совпадение рассчитанных и экспериментальных МСМ изображений, что является свидетельством адекватности представлений о структуре намагниченности, полученных с помощью магнитно-силовой микроскопии [54,101].

1.4. Комплекс сканирующих зондовых микроскопов

В данном разделе приводится краткое описание комплекса стандартных сканирующих зондовых микроскопов, на которых была выполнена данная диссертационная работа. Комплекс состоит из нескольких микроскопов серии "Solver" (производство компании "HT-MДТ", г. Зеленоград).

Атомно-силовой микроскоп "SMENA"

Сканирующий зондовый микроскоп "SMENA" (рис. 1.39) является одним из простейших, эффективных но весьма атомно-силовых микроскопов. Измерительный модуль данного прибора представляет собой стоящую на трех опорах измерительную головку, содержащую узел сканирования с укрепленным кантилевером и систему оптической регистрации отклонения кантилевера. Небольшие образцы (с латеральными размерами менее 1 см) устанавливаются на специальном основании микроскопа. В случае крупногабаритных образцов микроскоп может быть установлен непосредственно над исследуемым объектом (образцы размером до 100 × 100 × 20 мм могут быть помещены между опорами измерительной головки), а в случае необходимости и на исследуемом объекте. Максимальная площадь сканирования составляет 100 × 100 мкм, динамический диапазон сканера по оси Z составляет ± 2 мкм.

На базе данного прибора посредством выбора соответствующего зондового датчика и соответствующих настроек программного обеспечения могут быть реализованы различные C3M методики, такие, как контактная (а также полуконтактная (tapping mode) и бесконтактная (noncontact)) атомно-силовая микроскопия, микроскопия латеральных сил, электросиловая микроскопия, магнитно-силовая микроскопия, различные виды токовой и механической модификации поверхности и др.



Рис. 1.39. Атомно-силовой микроскоп "SMENA".

Многомодовый СЗМ "Solver P47"

Зондовый микроскоп "Solver P47" (рис. 1.40) представляет собой универсальный многомодовый прибор, на базе которого реализованы практически все известные методики сканирующей зондовой микроскопии. Измерительный модуль микроскопа состоит из виброизолированной платформы, в которой расположены шаговый двигатель и пьезосканер, а также из двух (или более) сменных измерительных СЗМ головок. Виброизоляция в данном приборе выполнена на основе резиновых амортизаторов. Максимальное поле сканирования составляет 15 × 15 мкм.

Работа прибора в качестве туннельного микроскопа осуществляется с помощью специальной сменной измерительной головки, в которой конструктивно размещаются проводящий зонд и высокочувствительный предварительный усилитель туннельного тока. При работе в режиме АСМ используется другая измерительная головка, в которой размещаются столик-держатель зондового датчика и система оптической регистрации отклонения кантилевера.



Рис. 1.40. Зондовый микроскоп "Solver P47".

Различные АСМ методики в данном приборе реализуются с помощью специальных сменных столиков-держателей зондового датчика. При необходимости измерительная головка "SMENA" также может быть установлена на виброизолированную платформу микроскопа "Solver P47".

Многомодовый C3M "Solver PRO"

Микроскоп "Solver PRO" является более современной модификацией микроскопа "Solver P47". Прибор снабжен оптическим микроскопом и видеокамерой для наблюдения рабочего промежутка и выбора места для сканирования. В микроскопе применяется трубчатый пьезосканер, встроенный в виброизолированную платформу и имеющий максимальное поле сканирования 100 × 100 мкм. В качестве измерительных головок используется либо собственные головки в комбинации со сканером, встроенным в основание, либо измерительная головка микроскопа "SMENA".



Рис. 1.41. Многомодовый СЗМ "Solver PRO".

В данном приборе применена система коррекции гистерезиса и нелинейности сканирующего элемента микроскопа на базе эквивалентного (идентичного) пьезоэлемента с датчиками смещений (Closed-loop XY stage). Для виброзащиты прибора применена активная система подавления внешних вибраций TS-150 (компания "Table Stable", Switzerland).

Атомно-силовой микроскоп "Solver P7LS"

Микроскоп "Solver P7LS" предназначен для исследования образцов с большими латеральными размерами. Максимальный латеральный размер исследуемого объектасоставляет 150 мм. Образец располагается на столике, который имеет возможность автоматизированного перемещения в плоскости под зондом. Выбор места для сканирования осуществляется за счет линейного горизонтального перемещения столика образца и его вращения в пределах 360°.



Рис. 1.42. Атомно-силовой микроскоп "Solver P7LS".

Прибор снабжен оптическим микроскопом и видеокамерой для наблюдения рабочего промежутка и выбора места для сканирования. На базе данного микроскопа реализованы все известные АСМ методики.

Вакуумный СЗМ комплекс "Solver HV"

Микроскоп "Solver HV" предназначен для работы в условиях высокого вакуума (до 10^{-7} Topp). Имеется набор сменных измерительных ACM, CTM, CEOM головок. Измерительная АСМ головка функционально аналогична измерительной головке "SMENA", но разработана с использованием вакуумно-совместимых материалов. Диапазон сканирования - 100 × 100 × 4 мкм. Измерительная СТМ головка содержит также пьезосканер и встроенный предварительный усилитель туннельного тока. Сменные измерительные головки располагаются в вакуумной камере на виброизолированной платформе, подвешенной на пружинных амортизаторах. Подвод зонда к исследуемому образцу осуществляется с помощью двигателя. Образец располагается на столике, шагового который имеет возможность автоматизированного перемещения под зондом в пределах ± 5 мм. Предусмотрено изменение температуры образца в диапазоне 50-450 К. Также к образцу может быть приложено магнитное поле (с помощью встроенного электромагнита) величиной ± 800 Э.

Прибор снабжен оптическим микроскопом и видеокамерой для наблюдения рабочего промежутка и выбора места для сканирования.



Рис. 1.43. Вакуумный СЗМ комплекс "Solver HV".

Для виброзащиты прибора применена активная система подавления внешних вибраций (компания Halcyonics, Германия).

1.5. Применение методов атомно-силовой микроскопии для исследований шероховатости поверхности

Основным достижениям, полученным при исследовании различных свойств поверхности твердого тела методами СЗМ, посвящены многочисленных обзоры [103-110]. В настоящем разделе рассматриваются возможности СЗМ по исследованию наномасштабных шероховатостей рельефа поверхности, влияющих на процессы рассеяния рентгеновского излучения.

С развитием методов сканирующей зондовой микроскопии появилась возможность прямого изучения микрошероховатостей поверхности с пространственным разрешением вплоть до атомарного. При этом рельеф поверхности регистрируется в АСМ в виде двумерной дискретной функции z = f(x, y), что позволяет рассчитывать все необходимые статистические характеристики ансамбля шероховатостей [111-113].

АСМ кадры представляют собой, как правило, квадратные матрицы z_{ij} , содержащие $N \times N$ элементов. Это позволяет достаточно просто рассчитывать различные статистические параметры по данным АСМ. Расчету статистических параметров предшествует предварительная обработка информации, заключающаяся в вычитании среднего значения \overline{z} высот рельефа в кадре и поверхностей различного порядка $p_{ij}^{(n)}$, корректирующих приборные искажения в АСМ изображениях. Процедура вычитания среднего значения сводится к следующему преобразованию данных:

$$z_{ij} = z_{ij} - \overline{z}$$
, где $\overline{z} = \frac{1}{N^2} \sum_{ij} z_{ij}$. (1.82)

Вычитание из ACM кадра поверхности *n* - го порядка выражается следующим образом:

$$z_{ij} = z_{ij} - p_{ij}^{(n)}. (1.83)$$

Практически всегда из АСМ изображений приходится вычитать эффективную поверхность первого порядка:

$$z_{ij} = z_{ij} - p_{ij}^{(1)}, \qquad (1.84)$$

что обусловлено отклонением нормали к поверхности образца по отношению к оси Z сканирующего элемента микроскопа, а также термодрейфом элементов конструкции ACM в процессе сканирования. Кроме того, из каждого ACM изображения необходимо вычитать поверхность второго порядка:

$$z_{ij} = z_{ij} - p_{ij}^{(2)}, \qquad (1.85)$$

что связано, в основном, с неидеальностью сканирующего элемента (уход по оси Z на краю кадра при сканировании в плоскости *X*, *Y*).

Все статистические характеристики рассчитываются по ACM кадрам, подвергнутым описанной предварительной обработке. Размах высот в ACM изображении поверхности определяется по формуле

$$S_y = z_{\max} - z_{\min}, \qquad (1.86)$$

где z_{max} и z_{min} - максимальное и минимальное значения в массиве ACM данных. Шероховатость поверхности характеризуется либо средним арифметическим значением, т.е. первым центральным моментом

$$S_{\alpha} = (1/N^2) \sum_{i,j=1}^{N} \left| z_{ij} \right|, \qquad (1.87)$$

либо среднеквадратичным отклонением высот рельефа, т.е. вторым центральным моментом

$$S_q = \sqrt{(1/N^2) \sum_{i,j=1}^{N} z_{ij}^2} .$$
 (1.88)

В дальнейшем для этой величины, рассчитанной по ACM данным, мы будем использовать обозначение σ_{ACM} . Также важными характеристиками являются спектральная плотность мощности и автокорреляционная функция, описывающие характерные пространственные масштабы микрорельефа поверхности. Спектральная плотность мощности определяется следующим образом:

$$S_{\alpha\beta} = \left| F_{\alpha\beta} \right|^2 = F_{\alpha\beta} F_{\alpha\beta}^* , \qquad (1.89)$$

где $F_{\alpha\beta}$ является Фурье-образом рельефа поверхности

$$F_{\alpha\beta} = \frac{1}{N^2} \sum_{ij} z_{ij} \exp\left[2\pi\xi\left(\frac{\alpha i}{N} + \frac{\beta j}{N}\right)\right].$$
(1.90)

Через ξ обозначена величина $\sqrt{-1}$. Автокорреляционная функция поверхности рассчитывается следующим образом:

$$C_{ij} = \sum_{\alpha\beta} F_{\alpha\beta} F_{\alpha\beta}^* \exp\left[2\pi\xi\left(\frac{\alpha i}{N} + \frac{\beta j}{N}\right)\right].$$
 (1.91)

В процессе ACM измерений рельеф поверхности представляется в идее функции z = f(x, y), что открывает широкие возможности для фрактального анализа шероховатостей поверхности [114-116]. В настоящее время для расчета фрактальной размерности поверхностей по данным сканирующей зондовой микроскопии наиболее широкое распространение получил метод вариаций [116]. Согласно этому методу, для последовательности расширяющихся ячеек площадью $2n \times 2n$ с центром в точке *(i,j)* вычисляется средняя по M^2 точкам вариация максимальных и минимальных высот шероховатостей:

$$V_n = \frac{l}{M^2} \sum_{i,j} [z_{ij}^{\max} - z_{ij}^{\min}], \qquad (1.92)$$

где M = N - 2n, N -количество точек в строке сканирования. После этого строится график зависимости $ln\left[\left(\frac{N}{n}\right)^{3}V_{n}\right]$ от $ln\left[\frac{N}{n}\right]$ для $n = 1, 2, ..., n_{\text{max}}$. Тангенс угла наклона

данного графика к оси абсцисс дает величину фрактальной размерности *D*. По известной фрактальной размерности вычисляется коэффициент Херста *h*:

$$h = 3 - D , \qquad (1.93)$$

характеризующий степень самоподобия поверхности [116].

Диапазон измеряемых при помощи АСМ пространственных частот ограничен, с одной стороны, максимальным полем обзора сканирующего элемента микроскопа, а с другой стороны, лимитируется конечным размером рабочей части зонда. Вопрос об учете конечных размеров и формы АСМ зонда при исследовании особенностей микрорельефа поверхности ставился многими авторами [117-126]. Фактически получаемое в реальном эксперименте АСМ изображение является "сверткой" формы зонда и рельефа исследуемой поверхности. Процесс "свертки" схематически проиллюстрирован в одномерном случае на рис. 1.44(а). Таким образом, в сканирующей зондовой микроскопии возникает проблема восстановления истинного рельефа поверхности по ее СЗМ изображению.



Рис. 1.44. Схематическое изображение процесса формирования изображения в C3M (а) и процесса частичного восстановления рельефа с учетом конечных размеров и формы зонда (б).

Частично данную проблему позволяют решить развитые в последнее время методы восстановления C3M изображений, основанные на компьютерной обработке C3M данных с учетом конкретной формы зондов [119,125]. Наиболее эффективным методом восстановления поверхности является метод численной деконволюции [119], использующий данные о форме зонда, получаемые экспериментально при сканировании тестовых (с хорошо известным рельефом поверхности) структур [125, 126], либо восстанавливаемые по изображениям зонда в электронном микроскопе [111]. Рассмотрим данный метод в одномерном случае (рис. 1.44). Если форма зонда описывается функцией P(x') в системе координат, связанной с зондом, а форма истинного рельефа поверхности - функцией R(x), то C3M изображение поверхности получается в виде

$$I(a) = R(x_k) - P(x_k - a),$$
(1.94)

при условии dR/dx = dP/dx в точках касания x_k ,

где параметр *а* является *х*-компонентой смещения зонда в системе координат, связанной с образцом. Восстановление исходного рельефа поверхности по АСМ

изображению в данном методе производится путем обратного численного преобразования АСМ данных. Суть этого метода состоит в том, что АСМ сканируется изображение поверхности повторно (но численно) уже инвертированным Тогда изображение рельефа зондом. восстановленного поверхности получится в виде

$$R'(x) = I(x_{k1}) - P(x - x_{k1}), \qquad (1.95)$$

при условии dI/dx = dP/dx в точках касания x_{kl} .

Здесь x_{kl} - абсцисса точки касания функции СЗМ изображения и функции, описывающей форму зонда, инвертированной по оси *z* и по оси *x*. Следует отметить, что полное восстановление рельефа образца возможно лишь при соблюдении двух условий: зонд в процессе сканирования коснулся всех точек поверхности, и в каждый момент зонд касался только одной точки поверхности. Если же зонд в процессе сканирования не достигал некоторых участков поверхности (например, если образец имеет нависающие участки рельефа), то возможно лишь частичное восстановление рельефа. Причем, чем большего числа точек касался зонд при сканировании, тем достовернее можно реконструировать поверхность.

Также существует целый класс методов так называемой "слепой" (Blind) деконволюции [121-124]. Основное отличие таких методов заключается в том, что информация о форме рабочей части зонда извлекается непосредственно из ACM изображения исследуемых образцов посредством анализа минимальных повторяющихся фрагментов [121].

Наиболее близким (по возможностям) методом исследования микрошероховатости поверхности является рентгеновская рефлектометрия (РРМ). В основе данного метода лежит тот факт, что коротковолновое рентгеновское излучение эффективно рассеивается, В OCHOBHOM, мелкомасштабными неровностями рельефа. При этом угловые зависимости зеркальной и диффузной компоненты рассеянного излучения содержат информацию 0 средних ансамбля геометрических характеристиках рассеивающих шероховатостей [127-138].

На рис. 1.45 представлена схема РРМ измерений. В эксперименте регистрируются угловые зависимости зеркальной и диффузной компонент отраженного рентгеновского излучения. Угловые зависимости интенсивности зеркальной компоненты отраженного излучения регистрируются в процессе $\theta - 2\theta$ сканирования, когда при повороте образца на угол θ_1 приемник поворачивается на угол $\theta_2 = 2\theta_1$. Угловые зависимости интенсивности диффузнорассеянного излучения регистрируются посредством вращения образца при фиксированных положениях источника и приемника (так называемые кривые качания). В этом случае выполняется соотношение $\theta_1 + \theta_2 = const$.



Рис. 1.45. Упрощенная схема РРМ измерений. О – образец, И – источник, Д – детектор.

Теоретические основы рассеяния рентгеновского излучения на шероховатых поверхностях рассмотрены в работах [127-134]. Коэффициент зеркального отражения рентгеновского излучения от шероховатой поверхности в борновском приближении определяется выражением

$$R(q_z) = R_0 \exp(-\sigma^2 q_z^2), \qquad (1.96)$$

где R_0 - френелевский коэффициент отражения, σ - параметр, характеризующий среднеквадратичную шероховатость. $\vec{q} = \vec{k}_2 - \vec{k}_1$, где \vec{k}_1, \vec{k}_2 - волновые вектора падающей и рассеянной волн соответственно; $q_z = 4\pi\lambda^{-1}\text{Sin}(\alpha)$, где α - угол скольжения, λ - длина волны излучения. Формула (1.96) позволяет определять параметр σ посредством анализа кривых зеркального отражения в области углов больше критического. Одной из первых работ, в которой было предложено оценивать величину шероховатостей по РРМ угловым зависимостям

интенсивности отраженного рентгеновского излучения, является работа [127]. В дальнейшем эта методика была развита в работах [128-139]. Ее суть аключается в подгонке экспериментальных зависимостей коэффициента отражения и теоретических зависимостей, рассчитанных по формуле (1.96). Данная методика позволяет измерять среднеквадратичную шероховатость поверхности на уровне единиц ангстрем. На рис. 1.46, в качестве примера, приведены результаты исследований шероховатости поверхности пластин полированного плавленого кварца, опубликованные в работе [139].



Рис. 1.46. Угловые зависимости коэффициента зеркального отражения для двух образцов полированного кварца. Квадратиками показана экспериментальная зависимость для пластин, полированных с помощью полирита; крестиками обозначена зависимость ДЛЯ образцов, полированных с помощью ультрадисперсного алмазного порошка. Сплошными линиями изображены подгоночные кривые, рассчитанные разных по формуле (1.96).ДЛЯ σ Из работы [139].

Авторы исследовали угловые зависимости коэффициента зеркального отражения на длине волны 0.154 нм для пластин плавленого кварца, полированных с помощью полирита и ультрадисперсного алмазного порошка. Экспериментальные кривые аппроксимировались подгоночными зависимостями, рассчитанными для разных σ по формуле (1.96). Значение параметра σ , при котором достигается наилучшее совпадение экспериментальной и теоретической

кривой, принималось равным параметру среднеквадратичной шероховатости поверхности.

В развитие этого метода в работе [129] была предложена методика расчета диффузной компоненты отраженного рентгеновского излучения на основе борновского приближения искаженных волн - так называемый метод DWBA (distorted wave Born approximation). Это позволило на основе различных моделей поверхности рассчитывать угловые зависимости диффузной компоненты рассеянного рентгеновского излучения И анализировать характерные пространственные корреляционные масштабы микрошероховатостей. Сечение диффузного рассеяния в DWBA приближении зависит от корреляционной функции шероховатостей [129]:

$$S = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{diff} \sim \iint_{S_0} \left[exp\left(-\left|q_z^t\right|^2 C(x,y)\right) - I\right] e^{-iq_x x - iq_y y} dxdy, \qquad (1.97)$$

где C(x, y) - автокорреляционная функция рельефа поверхности; S_0 - площадь, освещаемая пучком рентгеновского излучения; q_z^t - z-компонента вектора рассеяния в среде. В эксперименте измеряют угловую зависимость интенсивности диффузно рассеянного шероховатостями излучения. Эта зависимость аппроксимируется с помощью формулы (1.97). При этом обычно в качестве подгоночной автокорреляционной функции поверхности используют изотропную функцию вида

$$C(x,y) = \sigma^2 \exp\left[-\left(R/\rho\right)^{2h}\right], \qquad (1.98)$$

где $R = \sqrt{x^2 + y^2}$ - расстояние в плоскости *x,y*. Эта функция имеет три параметра: σ - среднеквадратичная шероховатость, ρ - радиус корреляции шероховатостей, *h* – параметр Херста, определяющий фрактальную размерность рельефа поверхности. Набор параметров, при котором достигается наилучшее совпадение теоретической и экспериментальной кривых, принимают за характеристики микрорельефа исследуемого образца.

Общими недостатками РРМ методов является то, что для интерпретации результатов измерений необходимо привлекать априорные модельные представления о характере микрорельефа поверхности, при этом оценки статистических параметров шероховатостей существенно зависят от выбранной модели поверхности.

С появлением сканирующей зондовой микроскопии возникла проблема сопоставления результатов исследований мелкомасштабных шероховатостей методами РРМ и АСМ. Многочисленные экспериментальные измерения показали, что для сверхгладких поверхностей оба эти метода дают практически одни и те же оценки величины среднеквадратичной шероховатости [140, 141]. Однако для поверхностей с сильно развитым рельефом было обнаружено резкое расхождение между данными СЗМ и РРМ. Одной из первых работ, где была отмечена данная проблема, является, по-видимому, работа [137]. Авторы обратили внимание на то, что значение среднеквадратичной шероховатости, получаемое из АСМ измерений рельефа поверхности полированных кварцевых подложек, существенно превосходит значение аналогичного параметра, получаемого из анализа угловых зависимостей зеркальной компоненты отраженного рентгеновского излучения. Данное расхождение авторы связывали с тем, что на поверхности подложек регистрировались вкрапления в виде бугорков высотой 25-30 нм. Гистограммы распределения по высотам для исследуемых образцов приведены на рис. 1.47. Из этого рисунка видно, что высоты основных шероховатостей поверхности исследуемых образцов лежат в пределах 3-7 нм. Используя массивы АСМ данных (z_{ij}) , авторы по точкам, в которых значения высот $z_{ij} < z_0$, рассчитали зависимости среднеквадратичной шероховатости $\sigma_{\scriptscriptstyle ACM}$ от параметра z_0 (рис. 1.48). Оказалось, что значения среднеквадратичной шероховатости для обоих образцов, полученные из PPM экспериментов, достигаются при одном и том же параметре $z_0 = 9$ нм, показанном на рис. 1.48 вертикальной пунктирной линией.

Таким образом, авторы предложили для согласования PPM и ACM измерений рассчитывать параметр σ_{ACM} только по значениям массива $z_{ij} < z_0$. Однако осталось неясным, как в каждом конкретном случае выбирать значения параметра z_0 .



Рис. 1.47. Гистограммы распределения высот шероховатостей: а – образец 1, б – образец 2. Из работы [137].



Рис. 1.48. Зависимости среднеквадратичного отклонения высот шероховатостей от верхнего предела амплитуды. Из работы [137].

Другой подход, позволяющий учитывать многомасштабность рельефа поверхности при анализе данных РРМ измерений, был развит в работе [142] на основе DWBA приближения. Авторы провели сравнительные АСМ / РРМ исследования аморфного полимера полиэфиримида (ПЭИ). По АСМ изображениям поверхности были рассчитаны одномерные автокорреляционные функции C(R), на основе которых рассчитывались ожидаемые угловые зависимости рассеянного рентгеновского излучения. Характерные получаемые зависимости C(R)приведены на рис. 1.49. Из рисунка видно, что функция C(R) демонстрирует многомасштабность исследуемой поверхности. Аппроксимация автокорреляционной функции в одномасштабном приближении функцией вида

$$C(R) = \sigma^{2} \exp\left[-\left(R / \rho\right)^{2h}\right]$$
(1.99)

не дала удовлетворительных результатов (пунктирная линия на рис. 1.49). Значительно улучшило результаты аппроксимации двухмасштабное приближение, в котором автокорреляционная функция описывалась функцией вида

$$C(R) = \sigma_1^2 \exp\left[-(R / \rho_1)^{2h_1}\right] + \sigma_2^2 \exp\left[-(R / \rho_2)^{2h_2}\right]$$
(1.100)

(представлена на рис. 1.49 сплошной линией).



Рис. 1.49. Автокорреляционная функция шероховатой поверхности ПЭИ. Квадратиками показана экспериментальная кривая. Пунктирная линия является лучшей аппроксимацией по формуле (1.99). Сплошная линия - лучшая аппроксимация по формуле (1.100). Из работы [142].

На основе автокорреляционной функции (1.100) с параметрами, соответствующими подгоночным параметрам (подгоночная кривая представлена на рис. 1.49), были рассчитаны теоретические кривые качания для образцов ПЭИ (рис. 1.50).



Рис. 1.50. Кривые качания, полученные с образцов ПЭИ для z-компоненты вектора рассеяния $k_{1z} = 0.0178 \text{ Å}^{-1}$. Квадратиками показана экспериментальная кривая. Теоретическая зависимость, обозначенная пунктирной линией, рассчитана по формуле (1.99), а изображенная пунктирной линией с точками - по формуле (1.100). Пунктирной линии с двумя точками соответствует оценочная зависимость для рассеяния на объемных неоднородностях. Из работы [142].

Из рис. 1.50 видно, что в области малых углов сканирования зависимости, рассчитанные на основе одномасшабной модели (1.99) и на основе двухмасштабной модели (1.100), практически совпадают. Хотя качественно теоретические угловые зависимости повторяют экспериментальные, однако наблюдается существенные количественные отличия, которые объясняются авторами влиянием объемных неоднородностей в образцах ПЭИ.

Таким образом, приведенные литературные данные показывают, ЧТО существует несколько работ, авторы которых наблюдали значительное расхождение между значениями параметров шероховатостей, получаемыми методами атомно-силовой микроскопии и рентгеновской рефлектометрии. Повидимому, рассеяние рентгеновского излучения определяется, в основном, мелкомасштабными шероховатостями поверхности, так ЧТО методы PPM оказываются нечувствительными к крупномасштабным неровностям рельефа образцов, что и приводит к расхождению измеряемых АСМ и РРМ параметров шероховатостей.

1.6. Применение методов фотоассистированной СЗМ для исследования полупроводниковых структур

С развитием методов сканирующей зондовой микроскопии появилась возможность исследования свойств полупроводниковых структур с высоким пространственным разрешением. СТМ впервые позволил проводить локальные исследования особенностей плотности состояний в энергетическом спектре электронов (туннельная спектроскопия), a также изучать различные фотоэлектрические явления В туннельном контакте на поверхности полупроводников [143, 144]. Целый ряд исследований [145-148] посвящен изучению эмиссии света из рабочего промежутка СТМ, возбуждаемой туннельным током в различных образцах. Такая методика позволяет исследовать дефекты и неоднородности квантоворазмерных структур по интенсивности индуцированной СТМ люминесценции, а также изучать структуру энергетических состояний на полупроводников. Другое направление поверхности исследование _ фотоиндуцированных явлений на поверхности полупроводниковых структур. В этом случае зонд СТМ выполняет роль приемника, регистрирующего фотоотклик с высоким пространственным разрешением. В эксперименте регистрируются фототок и фото-ЭДС туннельного контакта при внешнем фотовозбуждении [149-155]. Основные исследования в этом направлении связаны с изучением пространственной неоднородности фотоэлектронных свойств полупроводниковых структур с высоким разрешением, вплоть до атомарного.

Одной из первых работ по применению сканирующего туннельного микроскопа для исследования локального фотоотклика на поверхности полупроводников является работа [149]. Авторы исследовали влияние фотоподсветки на протекание туннельного тока между СТМ зондом и поверхностью Si(111)-(7×7). Экспериментальные вольт-амперные характеристики данного туннельного контакта приведены на рис. 1.51. При облучении контакта светом He-Ne лазера (длина волны $\lambda = 653$ нм, мощность W = 10 мBт) наблюдался сдвиг ВАХ вследствие появления на поверхности фото-ЭДС величиной порядка 0,4 В. При этом индуцированный фототок определялся как разность между темновым током туннельного контакта и током во время облучения образца.



Рис. 1.51. Вольт-амперные характеристики туннельного контакта СТМ, измеренные на поверхности р - Si(111)-(7×7) в темноте и при облучении светом Не-Ne лазера. Из работы [149].

В работе [152] изучался локальный фотоотклик при освещении зазора между зондом СТМ и поверхностью диселенида вольфрама WSe₂ оптическим излучением в видимой области. Материал WSe₂ привлекает внимание как новый материал для солнечной энергетики, обладающий высокой устойчивостью К коррозии, вызываемой ультрафиолетовым излучением солнца. Вольт-амперные характеристики туннельного контакта в темноте и при облучении светом He-Ne лазера приведены на рис. 1.52. Из рисунка видно, что при облучении поверхности n-WSe₂ генерируется фото-ЭДС величиной порядка 1 В. Производя измерения величины локального фототока одновременно со сканированием поверхности, можно получать информацию о неоднородности распределения фотоотклика вдоль поверхности образцов. В качестве примера, на рис. 1.53 приведены СТМ изображения одного и того же участка поверхности WSe_2 в режиме $I_t = const$ и в режиме измерения локального фототока.


Рис. 1.52. Вольт-амперные характеристики СТМ туннельного контакта, измеренные на поверхности n-WSe₂ в темноте и при облучении светом He-Ne лазера (длина волны $\lambda = 653$ нм, мощность W = 5 мBт). Из работы [152].



Рис. 1.53. Топографическое и токовые СТМ изображения террасной структуры поверхности n-WSe₂: (a) – СТМ изображение при I_t = 1 нА, U_t = -1 B;

(б) – распределение фототока на том же самом участке поверхности при $U_t = 0$ B;

(в) – распределение фототока при $U_t = +1$ В. Из работы [152].

Из рисунка 1.53 видно, что участки поверхности с повышенным фотооткликом совпадают с особенностями рельефа образца и связываются авторами с зарядкой поверхностных дефектов вблизи ступеней под действием излучения.

Проведение СЗМ экспериментов на чистых поверхностях в условиях высокого вакуума позволяет реализовать атомарное разрешение в измерениях фотоотклика. Так, авторами работы [153] исследовалось пространственное распределение фото-ЭДС на поверхности n-Si(001) в условиях высокого вакуума. Так же как и в работе [152], было установлено, что особенности в распределении поверхностной фото-ЭДС коррелируют со структурой моноатомных ступеней на поверхности n-Si(001) (см. рис. 1.54).



Рис. 1.54. Топография и распределение фото-ЭДС на поверхности n-Si(001). (а) - изображение атомарной структуры, (б) – распределение фото-ЭДС при туннельном токе 0,4 нА, (в) - изображение атомарной структуры, (г) – распределение фото-ЭДС при туннельном токе 0,15 нА. Размер кадра 20 × 20 нм. Из работы [153].

По-видимому, одной из первых работ, в которой исследовались спектральные зависимости туннельного фототока СТМ, является работа [156]. Авторы изучали спектральные зависимости туннельного фототока при освещении зазора между зондом СТМ и поверхностью диселенида вольфрама WSe₂ оптическим излучением в видимой области спектра. Измерительная установка была собрана на базе серийного СТМ, работающего на воздухе, галогеновой лампы и монохроматора. Для избежания окисления образец покрывался силиконовым маслом. На рис. 1.55 приведена зависимость туннельного фототока от длины волны оптического излучения, которая хорошо согласуется с интегральной спектральной зависимостью фотопроводимости данного материала. Как указывают авторы, небольшие перепады туннельного фототока в части спектра от 500 до 780 нм существенно зависят от положения зонда на поверхности и обусловлены, повидимому, поверхностными дефектами.



Рис. 1.55. Спектральная зависимость туннельного фототока на поверхности пленки WSe₂. Из работы [156].

Важной задачей фотоассистированной C3M является исследование полупроводниковых гетероструктур с квантовыми ямами. Здесь методы СЗМ позволяют изучать локальные неоднородности свойств квантоворазмерных слоев. работах [157-159] методы СТМ применялись Так, В для исследования неоднородности проводимости поперечных сколов многослойных структур с квантовыми ямами на основе соединений А³В⁵. Исследовались как особенности дифференциальной туннельной проводимости в отдельных слоях, так и неоднородности фототока при лазерном возбуждении поверхности сколов. При исследовании локальной фотолюминесценции методами ближнепольной микроскопии удается существенно уменьшить апертуру оптического приемника (в режиме приема) или излучателя (в режиме эмиссии) и добиться высокого пространственного разрешения. В работе [160] СБОМ использовался для исследования неоднородности фотолюминесценции в поперечном сколе структур GaAs/AlGaAs с квантовыми проволоками, образованными при пересечении многослойной структуры из квантовых ям на поверхности (001) GaAs одиночной квантовой ямой на поперечном сколе (110). Наблюдалось отличие спектров фотолюминесценции, снятых с областей, соответствующих квантовым ямам двух типов и местам их пересечения (квантовая проволока). Кроме того, было показано, что на краю квантовых ям существуют области гашения люминесценции, обусловленные диффузией фотовозбужденных носителей из квантовых ям в квантовые проволоки. В работе [161] зонд СБОМ использовался в качестве локального источника оптической накачки при изучении особенностей локальной фотопроводимости на поперечных сколах структур с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs.

Одним из важных применений методов СЗМ является исследование локальных свойств полупроводниковых гетероструктур с квантовыми точками. Интерес к таким структурам обусловлен, в частности, возможностью создания инжекционных лазеров на переходах в электронном спектре таких объектов [162]. Реализация лазеров на квантовых точках требует изготовления массивов наноостровков с идентичными характеристиками. В этой ситуации методы СЗМ позволяют проводить исследования однородности распределения наноостровков по размерам, в зависимости от технологических параметров процесса роста [163-167], помогают проводить сопоставление геометрических размеров, формы островков и их электронного спектра.

Методы C3M позволяют проводить уникальные исследования фундаментальных свойств отдельных квантовых точек. Одним из успехов C3M является визуализация правильной огранки наноостровков и исследование атомарного строения их граней. Атомарная структура эпитаксиальных слоев InAs и

граней квантовых точек InAs на поверхности GaAs наблюдалась в [168,169] на образцах, выращенных в высоковакуумной установке, совмещающей ростовую камеру молекулярно-лучевой эпитаксии и СТМ [170]. Особенности вольтамперных характеристик локальных контактов между проводящим зондом микроскопа и квантовой точкой изучались в [166,171]. В данных работах было показано, что ВАХ для квантовой точки отличается от ВАХ контакта к смачиваемому слою и сильно зависит от размеров наноостровков. По-видимому, первые успехи по наблюдению спектров размерного квантования в отдельных наноостровках связаны с экспериментами по катодолюминесценции, возбуждаемой сфокусированным электронным пучком в электронном микроскопе [172]. Зондовый вариант катодолюминесценции точек отдельных квантовых InGaAs/GaAs был реализован в Мюнхенском университете [173], а также в Лундском университете (Швеция) для квантовых точек InP/GaInP/GaAs [174]. В этом случае катодолюминесценция возбуждалась под действием тока в туннельном промежутке сканирующего туннельного микроскопа при 77 К...



Рис. 1.56. Спектры СТМ-катодолюминесценции структур с квантовыми точками InP/CaInP/GaAs: (a) – интегральный спектр фотолюминесценции образца InP/CaInP/GaAs; (b) - (d) - индуцированные током спектры СТМ-катодолюминесценции в различных точках поверхности образца. Из работы [174].



Рис. 1.57. Спектры СТМ-катодолюминесценции структуры с квантовыми точками InP/CaInP/GaAs при различных напряжениях на туннельном промежутке. Из работы [174].

Спектральные исследования показали наличие В спектрах CTMкатодолюминесценции одиночных квантовых точек узких линий, соответствующих переходам электронов между электронными и дырочными уровнями размерного квантования (см. рис. 1.56 и 1.57). При этом авторами работы [174] наблюдался штарковский СДВИГ линий СТМ катодолюминесценции, соответствующих переходам в одиночной квантовой точке, зависящий от величины приложенного поля.

одиночных Спектры фотолюминесценции квантовых точек обычно регистрируются в искусственно созданных мезоскопических структурах [175,176]. Недавно с помощью ближнепольного оптического микроскопа удалось наблюдать спектр фотолюминесценции ОТ одиночных квантовых точек В структуре InGaAs/AlGaAs (рис. 1.58) [177]. Оптическая накачка структуры и прием люминесцентного излучения осуществлялся через один и тот же оптоволоконный зонд с апертурой ~ 10 нм. Измерения проводились при температуре ~ 5 К.



Рис. 1.58. (а) - СБОМ изображение квантовой точки $In_{0.4}Ga_{0.6}As / Al_{0.5}Ga_{0.5}As$. Размер изображения 600 × 600 нм. (б) – спектр люминесценции квантовой точки при различных уровнях СБОМ возбуждения *P*. Параметр $P_{0.} = 2,5$ нВт. Из работы [177].

При больших уровнях оптического возбуждения в спектре фотолюминесценции наблюдались биэкситонные состояния (рис. 1.58 (б)).

Таким образом, приведенные в обзоре литературные данные показывают, что C3M методы фотоассистированной активно привлекаются многими исследовательскими группами ДЛЯ изучения локальных свойств полупроводниковых структур. Причем экспериментальный уровень исследований настолько высок, что уже в настоящее время позволяет изучать свойства отдельных квантовых точек и энергетическую структуру поверхностных состояний с атомарным разрешением. Однако СЗМ исследования структур с квантовыми точкам сводятся, в основном, к изучению люминесцентных свойств квантовых CTMточек методами ближнепольной оптической микроскопии И катодолюминесценции. Данных по исследованию спектров локального фототока в структурах с квантовыми точками автором не обнаружено.

1.7. Магнитно-силовая микроскопия субмикронных ферромагнитных частиц

Исследование массивов ферромагнитных наночастиц вызывает повышенный интерес, обусловленный, прежде всего, возможностью их применения в качестве среды для записи информации с высокой плотностью [178-189]. Так например, при уменьшении размеров частиц и расстояния между ними до нескольких нанометров возможно достижение плотности записи на уровне $\sim 1 \text{ Tbit/in}^2$. Кроме того, ферромагнитных субмикронных упорядоченные массивы частиц находят применение в качестве встроенных источников сильно неоднородного магнитного поля. В частности, такие массивы успешно используются для управления свойствами чувствительных К магнитному полю объектов, например, джозефсоновских [186, 190, 191]. Также контактов большие перспективы связываются с магнитными наночастицами при разработке элементов магнитной логики [192-194].

Распределение намагниченности в субмикронной ферромагнитной частице существенно зависит от ее латеральных размеров, толщины и формы. Если пренебречь вкладом магнитокристаллической анизотропии, то состояние намагниченности частицы определяется конкуренцией между обменной энергией, магнитостатической энергией и энергией, связанной с анизотропией формы. Например, в работе [195] приводятся результаты экспериментальных и теоретических исследований кобальтовых частиц в виде круглых дисков. Авторами построена фазовая диаграмма состояний намагниченности для таких частиц (рис. 1.59). Из диаграммы видно, что при достаточно небольшой толщине (5 -15 нм) и диаметре порядка нескольких сотен нанометров нанодиски находятся в однородно намагниченном состоянии. Причем, для того, чтобы частица оставалась однородно намагниченной с увеличением диаметра диска, приходится уменьшать ее толщину. В противном случае состояние намагниченности частицы переходит в вихревое. В частицах, представляющих собой вытянутый цилиндр, реализуются однородные состояния с намагниченностью, направленной вдоль вертикальной оси [188, 196]. Данные результаты находятся В хорошем соответствии c

экспериментальными и теоретическими результатами, приведенными в работах [197] и [198].



Рис. 1.59. Диаграмма состояний ферромагнитных нанодисков в зависимости от их толщины и диаметра [192]. По вертикальной оси – толщина в нм, по горизонтальной оси– диаметр диска в нм.

Более подробная диаграмма состояний круглых ферромагнитных нанодисков, учитывающая области метастабильности, в которых возможно существование несколькольких состояний намагниченности, опубликована в недавней работе [199].

Расчет распределений намагниченности в малых ферромагнитных частицах, а также моделирование их МСМ изображений проводился многими авторами [195, 200-202]. Для частиц в форме плоского круглого диска с увеличением латеральных размеров (свыше 100 нм и более) энергетически выгодными становятся состояния, когда намагниченность выстраивается вдоль границ диска, тем самым уменьшая магнитостатическую и, как следствие, полную энергию системы [203]. При этом в

частице формируются различные неоднородные состояния. В литературе описаны С-, S- и так называемое "onion"- (в виде слоев луковицы) состояния (рис. 1.60).



Рис. 1.60. Квазиоднородные состояния намагниченности в нанодиске пермаллоя:
(а) – распределение намагниченности, соответствующее С- состоянию;
(б) – распределение намагниченности, соответствующее "onion state".
Из работы [203].

В ряде работ исследовались *in situ* МСМ изображения и петли гистерезиса массивов ферромагнитных наночастиц [195, 202]. Экспериментальные МСМ

изображение субмикронного ферромагнитного диска Со во внешнем магнитном поле приведены на рисунке 1.61 [195]. Диаметр диска составлял 500 нм, толщина - 10 нм. На данном рисунке также показана петля гистерезиса для массива таких частиц. Вид петли гистерезиса и совокупность МСМ изображений в соответствующих внешних полях подтверждают, что перемагничивание массива таких дисков хорошо описывается моделью когерентного вращение магнитного момента. Аналогичные исследования проводились в работе [204].



Рис. 1.61. Петля гистерезиса массива ферромагнитных дисков Со диаметром 500 нм и толщиной 10 нм. Справа приведены МСМ изображения одного из дисков массива, полученные при различных значениях внешнего магнитного поля. Из работы [195].

При увеличении диаметра диска (и его толщины) основным состоянием намагниченности становится вихревое состояние. Отличительной чертой такого распределения намагниченности является наличие особенности в центе частицы, где намагниченность направлена перпендикулярно плоскости диска (кор вихря). Латеральные размеры кора вихря не зависят от размеров частицы, а определяются обменной длиной и зависят только от магнитных констант материала (обменная константа и магнитный момент насыщения). Типичный размер кора вихря составляет 10 - 20 нм. Вихревое состояние намагниченности характеризуется двумя параметрами: направлением завихренности (по часовой стрелке в "правом" вихре или против часовой стрелке в "левом" вихре) и направлением намагниченности в коре вихря (вверх или вниз). Вихревое состояние в ферромагнитном диске, рассчитанное на основании решения уравнений Ландау-Лифшица для намагниченности, показано на рисунке 1.62 [205].



Рис. 1.62. Результат микромагнитного моделирования вихревого распределения намагниченности в диске пермаллоя диаметром 300 нм и толщиной 50 нм. (а) - распределение в плоскости диска, (б) - распределение в плоскости, перпендикулярной поверхности диска (кор вихря). Из работы [205].

Простейшая аналитическая модель, описывающая распределение намагниченности в магнитном вихре, была предложена в [206, 207]. Это так называемая "модель жесткого вихря Усова-Песчаного", согласно которой магнитный вихрь представляет собой единый (недеформируемый) объект в виде кора и вихревой оболочки, смещающийся как целое под действием внешнего магнитного поля. Такая модель достаточно хорошо описывает эксперименты по перемагничиванию частиц во внешнем магнитном поле, и в дальнейшем она получила развитие в работах [208-210].

Экспериментальные МСМ изображения вихревого состояния намагниченности в субмикронных круглых дисках представлены на рисунке 1.63, взятом из статьи [211]. Аналогичные изображения наблюдались также авторами работ [195, 204, 212, 213].



1 µm

Рис. 1.63. Экспериментальные МСМ изображения вихревых состояний в круглых дисках пермаллоя различного размера. Из работы [211].

На МСМ изображениях вихревого состояния хорошо видны темные или светлые области в центре частиц, соответствующие кору магнитного вихря. Причем, знак МСМ контраста зависит от взаимного направления кора вихря и намагниченности зонда. Оболочка круглого вихря практически не создает полей рассеяния и не вносит вклад в МСМ контраст. Небольшой контраст от вихревой оболочки обусловлен подмагничиванием диска полем МСМ зонда. Заметим, что если направление кора можно однозначно определить по МСМ изображению, то направление завихренности оболочки вихря в круглом диске определить без приложения внешнего магнитного поля невозможно. При приложении внешнего магнитного поля кор вихря смещается в плоскости частицы к ее краю в направлении, перпендикулярном полю. Причем, в зависимости от знака завихренности, кор вихря смещается в разные стороны.

Анизотропия формы играет существенную роль при формировании состояния намагниченности в ферромагнитных частицах. Так, например, частица в виде эллиптического диска при большом аспектном соотношении может оставаться однородно намагниченной вдоль длинной оси даже в достаточно сильных перемагничивающих полях.

Расчеты состояний намагниченности в эллиптических частицах проводились многими авторами (см., например, работы [214-216]). В эллиптических частицах в зависимости от их латеральных размеров и толщины также реализуются различные намагниченности. Пример распределений состояния намагниченности И рассчитанные по ним МСМ изображения эллиптических субмикронных частиц различной толщины приведены на рисунке 1.64, взятом из работы [214]. Как видно из рисунка, МСМ изображение однородно намагниченной эллиптической частицы изображению однородно аналогично намагниченного круглого диска И характеризуется двумя полюсами в распределении МСМ контраста. МСМ изображение эллиптического вихря в эллиптической частице существенно отличается OT изображения круглого вихря. Эллиптическое вихревое распределение намагниченности обладает квадрупольным магнитным моментом, который на МСМ изображениях проявляется в виде распределения контраста, содержащего два светлых и два темных полюса. Трансформация распределения МСМ контраста вихревого состояния намагниченности в эллиптических частицах в

зависимости от соотношения полуосей эллипса рассматривалось в работе [211] (см. рис. 1.65).



Рис 1.64. Распределения намагниченности и их МСМ изображения, рассчитанные в работе [214] для однородно (слева) и вихревого (справа) состояний намагниченности в эллиптических частицах размером 600 × 300 нм.



Рис. 1.65. МСМ изображения вихревых состояний в эллиптических ферромагнитных наночастицах с различным соотношением полуосей. Диаметр круглой частицы (1) - 1 мкм. Размер частицы (8) - 1 × 2 мкм. Из работы [211].

По симметрии черных и белых полюсов на МСМ изображении магнитного вихря в эллиптической частице можно однозначно определить направление завихренности оболочки [217-219], если известно направление намагниченности МСМ зонда. В качестве примера, на МСМ изображении эллиптических частиц 430 × 270 нм Со (рис. 1.66) [217] крайние частицы в нижнем ряду имеют различное направление завихренности.

Рядом авторов [216-218] 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. Авторами статьи [217] было показано, что в зависимости от направления приложенного относительно длинной оси эллиптической частицы поля в ней возможна реализация однородных или вихревых состояний. Аналогичная ситуация имела место в наших экспериментах [219]. Наличие метастабильных состояний наблюдалось и у частиц в виде круглых дисков, но, как отмечалось авторами работы [220], область метастабильности на фазовой диаграмме для круглых дисков достаточно узкая и изготовление таких частиц на практике затруднительно.



Рис. 1.66. МСМ изображение эллиптических частиц Со. Из работы [217].

При увеличении латеральных размеров и толщины частиц в них наблюдаются более сложные, трудно интерпретируемые состояния намагниченности [221]. В прямоугольных частицах также реализуются распределения намагниченности различной симметрии [222 - 225] в зависимости от их размера и соотношения длины и ширины.

При МСМ сканировании ферромагнитных образцов часто наблюдаются эффекты, связанные с влиянием собственного магнитного поля МСМ зонда на структуру намагниченности образца. В ряде работ [226, 229 - 231] авторами

изучались эффекты влияния поля зонда на распределение намагниченности в тонких ферромагнитных пленках и частицах микронного размера. В этих случаях возмущения, вносимые зондом, как правило, являются обратимыми, так как возмущенная область существенно меньше размера исследуемой структуры и при удалении зонда намагниченность возвращается к исходному распределению.

Иная ситуация имеет место для тонкопленочных латерально ограниченных ферромагнитных объектов субмикронного размера. В этом случае МСМ зонд влияет на распределение намагниченности во всем объекте, что при определенных условиях может привести к необратимому изменению его магнитного состояния. В работах [215, 230] обсуждались случайно индуцированные зондом переходы между однородно намагниченными состояниями с противоположным направлением магнитного момента. Одной из первых работ, посвященных целенаправленному МСМ перемагничиванию частиц, является работа [231]. Авторами проводились эксперименты по стимулированному зондом МСМ изменению состояния эллиптических частиц Со во внешнем перемагничивающем поле. Результат селективного перемагничивания одиночной частицы показан на рисунке 1.67.



Рис. 1.67. Перемагничивание центральной частицы зондом МСМ во внешнем перемагничивающем магнитном поле: (а) - МСМ изображение участка массива частиц до перемагничивания, (б) - МСМ изображение того же участка после перемагничивания центральной частицы. Из работы [231].

Известно крайне мало работ, касающихся воздействия поля МСМ зонда на вихревое распределение намагниченности. В работе [232] отмечалось случайное изменение направления намагниченности в коре магнитного вихря круглого нанодиска под действием поля МСМ зонда. Однако исследования возможностей управления знаком завихренности оболочки магнитного вихря при помощи поля МСМ зонда не проводились. В работе [233] приведен пример формирования определенной завихренности в круглых субмикронных дисках со срезанным краем с помощью внешнего поля. Как показано в данной работе, знак завихренности остаточного вихревого состояния определяется направлением внешнего магнитного поля относительно срезанного края (образец намагничивался до насыщения в поле, приложенным параллельно срезанному краю). Аналогичные эксперименты были проведены и другой группой авторов [234]. Очевидно, что описанный в этих двух работах способ формирует магнитные вихри с определенной завихренностью сразу во всех частицах массива.

Исследование состояний намагниченности многослойных ферромагнитных частиц методом магнитно-силовой микроскопии

Исследования многослойных ферромагнитных частиц субмикронного размера весьма 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 [191, 235, 236]. Также активно ведутся работы по созданию устройств хранения информации на базе таких субмикронных многослойных структур (MRAM) [191, 235-238].

Многослойные частицы состоят из двух или более слоев ферромагнитного материала, разделенных буферными немагнитными прослойками. Такие многослойные частицы изготавливаются при помощи традиционных методов литографии (СЭМ литография и др.) из исходных многослойных тонкопленочных структур [239-241]. В качестве буферных прослоек применяются как слои диэлектриков, так и тонкие слои металлов [242, 243]. В случае тонких металлических прослоек, между магнитными слоями возможно, кроме магнитостатического, также и обменное взаимодействие.

Магнитные состояния в двухслойных частицах различных латеральных размеров, формы, толщины и с различным расстоянием между ферромагнитными слоями исследовались многими научными группами. Например, в работах [244, 245] при помощи AGM (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 них был однородно намагничен. Авторами показано, что характер перемагничивания таких частиц существенно зависит от аспектного соотношения. Конфигурация однородно намагниченных слоев NiFe и Со в остаточном состоянии в зависимости от аспектного соотношения может быть как сонаправленной ("ферромагнитное упорядочение"), так и противонаправленной упорядочение"). ("антиферромагнитное Аналогичные исследования также проведены авторами работ [239, 243]. В данных работах приводятся результаты исследований критических полей перемагничивания двухслойных частиц в зависимости от их аспектного соотношения.

двухслойных субмикронных Состояния намагниченности в частицах исследовались также с помощью МСМ [239, 246, 247]. Авторами статьи [246] проведены МСМ исследования двухслойных частиц размером 550 × 70 нм, состоящих из слоев Со и NiFe, разделенных прослойкой из Си (рис 1.68). Было отмечено, что в случае сонаправленной конфигурации магнитных моментов в ферромагнитных слоях в эксперименте регистрировалось распределение МСМ контраста, характерное для однородно намагниченного состояния в однослойной частице. Если же магнитные моменты в слоях были противонаправлены, то МСМ изображения имели малую амплитуда контраста, и интерпретация таких изображений была затруднена. Из-за малых толщин ферромагнитных слоев (NiFe -6 нм, Со - 4 нм) магнитный контраст слабо выделялся на фоне топографии, поэтому сказать что-либо определенное о его структуре было затруднительно. Похожая ситуация наблюдалась в работе [247]. Вопросы о влиянии магнитного поля МСМ зонда на распределение намагниченности многослойных частиц и возможность управления магнитным состоянием таких объектов при помощи зонда МСМ не ставились.



Рис. 1.68. Схемы возможных состояний в двухслойной ферромагнитной частице (сверху). (а) и (б) - МСМ изображения сонаправленных и противонаправленных конфигураций намагниченности в двухслойных частицах NiFe/Cu/Co/Cu. Из работы [246].

Ряд работ посвящен исследованию двухслойных структур, состоящих из субмикронных прямоугольных ферромагнитных частиц, отделенных от тонкой

ферромагнитной пленки прослойкой из немагнитного материала. Параметры такой структуры выбирались таким образом, чтобы коэрцитивность пленки была существенно выше, чем коэрцитивность изготовленных на ней частиц. Авторами работ [248, 249] определены значения полей перемагничивания для изготовленных на пленке частиц в зависимости от их аспектного соотношения (длина / ширина).

В предыдущих работах исследовались двухслойные частицы, ферромагнитные слои в которых были однородно намагничены. В работах [240, 241] приведены результаты исследований вихревых состояний в двухслойных ферромагнитных частицах. Так, в статье [241] представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований субмикронных дисков, состоящих из двух слоев пермаллоя, разделенных прослойкой из меди. Авторами показано, что в такой структуре в широком диапазоне геометрических параметров наиболее вероятна реализация вихревых состояний намагниченности в ферромагнитных слоях. Однородные состояния с антиферромагнитным упорядочением магнитных моментов в соседних слоях наблюдалось только в довольно узкой области, а именно при небольших толщинах ферромагнитных слоев (менее 10 нм) и относительно небольших латеральных размерах частиц (около100 нм).

В субмикронных частицах с числом ферромагнитных слоев более двух возможна реализация неколлинеарных (геликоидальных) распределений намагниченности. Такие наноструктуры с неколлинеарной намагниченностью интересны с точки зрения разработки приборов спинтроники с поперечным электронным транспортом [250].

В работе [251] приведены результаты теоретических и экспериментальных (методами керровской магнитометрии, магнитно-силовой микроскопии, а также с помощью резонансного рентгеновского отражения) исследований многослойных дисков диаметром 300 нм, состоящих из десяти слоев пермаллоя, разделенных прослойками из Al₂O₃. Авторы работы утверждают, что в отсутствии внешнего магнитного поля магнитные моменты соседних однородно намагниченных слоев пермаллоя упорядочены антиферромагнитным образом. При этом никакого MCM контраста от такой структуры зарегистрировать не удалось (см. рис. 1.69(а)).



Рис. 1.69. (а) - МСМ изображение остаточного состояния намагниченности многослойного диска диаметром 300 нм, состоящего из 10 слоев пермаллоя, разделенных прослойками из Al₂O₃. Изображение тех же частиц в магнитном поле 300 Гс, приложенном в плоскости образца (б). Из работы [251].

При приложении внешнего магнитного поля 300 Гс вдоль плоскости образца регистрировался МСМ контраст, характерный для состояния с однородной намагниченностью (см. рис. 1.69(б)).

Таким образом, данный раздел литературного обзора показывает, что методы магнитно-силовой микроскопии активно привлекаются многими исследовательскими группами для изучения магнитных состояний В ферромагнитных наночастицах. Однако на момент проведения наших исследований оставался нерешенным целый ряд проблем, связанных с изучением влияния локального поля МСМ зонда на структуру намагниченности наночастиц и на процессы их селективного перемагничивания. Большой пробел наблюдался в микромагнитном моделировании взаимодействия частиц с зондом MCM. Магнитно-силовая микроскопия многослойных наночастиц, состоящих ИЗ нескольких слоев ферромагнетика, разделенных немагнитными прослойками, была разработана слабо. Все эти проблемы оставались важными и актуальными.

1.8. Выводы

Таким образом, в настоящей главе описаны основные методики сканирующей зондовой микроскопии, используемые в данной диссертационной работе, такие, как сканирующая туннельная микроскопия, атомно-силовая микроскопия, магнитно-силовая микроскопия, и рассмотрено их применение для исследования наномасштабных шероховатостей поверхности твердых тел, а также для исследования локальных свойств наноструктур на основе полупроводников и ферромагнетиков. Приведено описание комплекса сканирующих зондовых микроскопов, используемых в диссертационной работе для проведения СЗМ исследований различных тонкопленочных структур.

В частности, рассмотрены метрологические проблемы, возникающие при наномасштабной сравнительных исследованиях шероховатости рельефа поверхности твердого тела методами зондовой микроскопии и рентгеновской рефлектометрии. Анализ литературных данных показывает, что для поверхностей с развитым рельефом наблюдается отмечаемое рядом авторов резкое несоответствие между значениями параметров шероховатостей, получаемыми на основе данных атомно-силовой микроскопии и рентгеновской рефлектометрии, но ПУТИ радикального согласования результатов АСМ и РРМ измерений ими не указываются. Предлагаемые методы согласования сводятся либо к отбрасыванию части АСМ распределения по высотам на основе критериев, которые для конкретной поверхности не могут быть сформулированы априори, либо к подбору многопараметрической функции корреляции гауссовой формы, близкой к автокорреляционной функции, получаемой из АСМ измерений, что приводит к процедуре многопараметрической подгонки, которая, как отмечают сами авторы, является эффективной. Таким образом, на момент проведения наших не исследований, проблема согласования результатов измерения параметров шероховатости поверхности методами атомно-силовой микроскопии И рентгеновской рефлектометрии оставалась важной и актуальной.

Приведенный обзор работ по исследованиям локальных фотоэлектрических свойств полупроводниковых гетероструктур на основе InGaAs/GaAs с квантовыми ямами и точками методам фотоассистированной зондовой микроскопии,

показывает, что к моменту наших исследований существовало лишь несколько работ, касающихся регистрации спектров фотолюминесценции квантовых точек методами ближнепольной оптической микроскопии и спектров катодолюминесценции квантовых точек методами туннельной микроскопии. Исследований спектральных зависимостей локального фототока в структурах с квантовыми точками не проводилось.

Представленный обзор литературных данных, касающихся результатов изучения магнитных состояний в субмикронных ферромагнитных наночастицах методами магнитно-силовой микроскопии показывает, что, несмотря на большое количество опубликованных работ, ряд направлений исследований были разработаны достаточно слабо. В частности, анализ процессов перемагничивания ферромагнитных частиц под действием неоднородного поля зонда на основе микромагнитного моделирования не проводился. Вопрос о возможности управления направлением завихренности оболочки магнитного вихря с помощью неоднородного поля зонда магнитно-силового микроскопа не ставился. Проблемы формирования МСМ контраста от слобокоэрцитивных ферромагнитных частиц и многослойных частиц также были разработаны слабо. Вопросы о влиянии магнитного поля МСМ зонда на распределение намагниченности многослойных частиц и возможность управления состоянием намагниченности таких объектов при помощи зонда МСМ не ставились.

Таким образом, на момент проведения диссертационных исследований проблемы, рассматриваемые в данной диссертационной работе, являлись важными, актуальными и малоизученными.

Глава 2. Исследования наномасштабных шероховатостей поверхности методами сканирующей зондовой микроскопии

Шероховатость поверхности подложек и, как следствие, шероховатость интерфейса пленка/подложка являются одним из важных факторов, влияющих на качество тонкопленочных структур. Особенно актуальна данная проблема при изготовлении оптических элементов рентгеновского диапазона длин волн на основе многослойных интерференционных отражательных покрытий [318-320]. В этом случае наследование рельефа подложки в процессе формирования многослойной структуры приводит к шероховатости отражающих интерфейсов рентгеновских зеркал и существенно снижает их отражательные характеристики [321-324].

Для анализа параметров микрорельефа поверхности в широком диапазоне высот применялись различные косвенные методы, такие, как оптическая рефлектометрия видимого и рентгеновского диапазонов длин волн, а также электронная микроскопия металлических теневых реплик, изготавливаемых методом вакуумного напыления под малыми углами [325, 326]. С развитием методов сканирующей зондовой микроскопии впервые появилась возможность прямого измерения с высоким пространственным разрешением микрорельефа поверхностей в виде двумерной функции Z(x, y) и расчета любых статистических параметров ансамбля шероховатостей. В связи с этим возник ряд вопросов о соответствии результатов измерений статистических параметров микрорельефа поверхности различными методами [127, 141, А8], и, в частности, одной из задач диссертационной работы было сравнение возможностей методов рентгеновской рефлектометрии И атомно-силовой микроскопии ПО исследованию наномасштабных шероховатостей.

В данной главе диссертации приводятся результаты сравнительных исследований наномасштабных неровностей поверхности методами атомносиловой микроскопии и рентгеновской рефлектометрии [A8, A11, A14, A15, A18, A19, A33], а также результаты экспериментов по сглаживанию шероховатостей поверхности подложек методом репликации

сверхгладких поверхностей эталонных образцов с помощью тонких слоев полимерных материалов [A12, A13].

2.1. Сравнительные исследования шероховатостей методами атомно-силовой микроскопии и рентгеновской рефлектометрии

Методы рентгеновской рефлектометрии (PPM) И атомно-силовой микроскопии широко применяются для изучения наномасштабных шероховатостей поверхности. В основе РРМ измерений лежит тот факт, что коротковолновое рентгеновское излучение эффективно рассеивается, В основном, мелкомасштабными неровностями рельефа. При этом угловые зависимости И диффузной компоненты рассеянного излучения зеркальной содержат информацию о средних геометрических характеристиках ансамбля рассеивающих шероховатостей [127-137]. Недостатком методов РРМ является то, что для интерпретации результатов измерений необходимо привлекать априорные модельные представления о характере рассеивающего микрорельефа, при этом оценки статистических параметров шероховатостей существенно зависят от выбранной модели поверхности.

В атомно-силовой микроскопии непосредственно регистрируется рельеф поверхности с нанометровым разрешением, что позволяет рассчитывать все статистические параметры шероховатостей [111-113]. Однако метод АСМ обладает рядом недостатков. В частности, одним из наиболее существенных факторов, ограничивающих разрешение зондовых микроскопов, является конечный размер рабочей части зонда, что необходимо учитывать для правильной количественной оценки параметров шероховатостей [117-126]. Другой недостаток АСМ - относительно небольшое поле обзора, что ограничивает снизу диапазон изучаемых пространственных частот рельефа поверхности.

В силу различной природы взаимодействия рентгеновского излучения и ACM зонда с поверхностью, методы PPM и ACM дают разную информацию об ансамбле шероховатостей. При этом результаты PPM и ACM 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 РРМ и АСМ дают хорошо совпадающие результаты измерений параметров шероховатостей [140,141]. В случае же поверхностей с сильно развитым рельефом наблюдается резкое несоответствие между оценками параметров шероховатостей по данным АСМ и РРМ измерений [137, 142, A11].

Целью данной части работы является сравнение возможностей методов РРМ и АСМ для исследования характеристик шероховатости поверхностей с рельефом негауссового типа.

2.1.1. Определение параметров шероховатостей поверхности на основе данных рентгеновской рефлектометрии

Теоретические основы рассеяния рентгеновского излучения на шероховатых поверхностях рассмотрены в работах [127-134]. В борновском приближении сечение рассеяния на поверхности Z(x, y) определяется следующим выражением:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \int_{S_0} dx dy \int_{S_0} dx' dy' \exp\left\{-iq_z \left[Z(x,y) - Z'(x,y)\right]\right\} \exp\left\{-iq_x(x-x') - iq_y(y-y')\right\}, \quad (2.1)$$

где $\vec{q} = \vec{k}_2 - \vec{k}_1$, (\vec{k}_1, \vec{k}_2 - волновые вектора падающей и рассеянной волн соответственно (рис. 2.1)); S_0 - площадь, освещаемая пучком рентгеновского излучения.



Рис. 2.1. Геометрия рассеяния излучения на поверхности.

При этом коэффициент зеркального отражения рентгеновского излучения от шероховатой поверхности определяется формулой вида:

$$R(q_z) = R_0(q_z)\psi(q_z), \qquad (2.2)$$

где R_0 - френелевский коэффициент отражения, а $\psi(q_z)$ - функция рассеяния, определяемая выражением

$$\psi(q_z) = \left| \frac{1}{S} \int_{S} e^{iq_z Z(\vec{\rho})} d\vec{\rho} \right|^2.$$
(2.3)

Здесь $\vec{\rho}$ - радиус-вектор в плоскости *х,у*. В предположении, что функция Z(x, y), описывающая рельеф поверхности, является гауссовой случайной величиной, коэффициент зеркального отражения может быть представлен в виде

$$R(q_z) = R_0 \exp(-\sigma^2 q_z^2), \qquad (2.4)$$

где σ - среднеквадратичная шероховатость (корень квадратный из дисперсии) рельефа; q_z - Z-компонента вектора рассеяния ($q_z = 4\pi \lambda^{-1} Sin(\alpha)$, где α - угол скольжения, λ - длина волны излучения).

Интенсивность диффузно рассеянного излучения в борновском приближении может быть рассчитана следующим образом [129]:

$$I_{scat}(\vec{q}) \propto \left| \iint_{S_0} e^{-q_z^2 g(x,y)/2} e^{-iq_x x - iq_y y} dx dy \right|^2,$$
(2.5)

где g(x, y) - структурная функция. Данная формула также может быть получена лишь в предположении о том, что рельеф поверхности является гауссовой случайной величиной.

Выражения (2.4) и (2.5) положены в основу двух методик, позволяющих делать оценки параметров шероховатости поверхности. В первой - экспериментально регистрируется угловая зависимость коэффициента зеркального отражения рентгеновского излучения от поверхности исследуемого образца. Экспериментальную кривую аппроксимируют с помощью формулы (2.4). Параметр σ , при котором достигается наилучшее совпадение экспериментальной и теоретической кривой, принимают за дисперсию шероховатостей поверхности. Во второй методике измеряют угловую зависимость интенсивности рассеянного шероховатостями излучения вблизи зеркального угла. Полученную зависимость аппроксимируют с помощью формулы (2.5). При этом структурную функцию выбирают в виде

$$g(x, y) = g(\sqrt{x^2 + y^2}) = g(R) = 2\sigma^2 (1 - e^{-(R/\rho)^{2h}}).$$
(2.6)

Функция (2.6) имеет три параметра: σ - дисперсия шероховатостей, ρ - радиус корреляции шероховатостей и h – так называемый параметр Херста, определяющий фрактальную размерность рельефа поверхности. Набор параметров, при котором

достигается наилучшее совпадение теоретической и экспериментальной кривых, принимают за параметры шероховатости исследуемого образца.

Центральным в двух описанных методиках является предположение о гауссовом характере рельефа поверхности. Однако поверхности реальных образцов могут существенно отличаться от гауссовых, что приводит к неправильной оценке параметров шероховатости по угловым зависимостям зеркальной и диффузной компонент рассеянного излучения.

Например, распространенным типом негауссовых поверхностей являются поверхности со случайными вкраплениями в виде бугорков, имеющих достаточно большие размеры и значительную поверхностную плотность [137, A8]. Вклад ансамбля таких бугорков в величину среднеквадратичного отклонения высот рельефа и в рассеяние рентгеновского излучения можно оценить, используя следующую простую модель [A8, A15]. Представим рельеф в виде суммы двух некоррелированных функций:

$$Z(x,y) = f_{GP}(x,y) = f_G(x,y) + f_P(x,y).$$
(2.7)

Здесь $f_{g}(x, y)$ - поверхность, представляющая собой гауссову случайную величину, а $f_{p}(x, y)$ - функция, описывающая ансамбль бугорков, которую для определенности выберем в виде случайной пуассоновской функции:

$$f_{P}(x,y) = \sum_{m} \varphi_{m}(x - x_{m}, y - y_{m}), \qquad (2.8)$$

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 цилиндра выстой A и с площадью основания S_o . Тогда выражение для дисперсии шероховатости такой поверхности, при условии $< f_G f_P > = 0$, запишется в следующем простом виде:

$$\sigma_{GP}^2 = \langle f_{GP}^2 \rangle - \langle f_{GP} \rangle^2 = \sigma_G^2 + A^2 (p - p^2), \qquad (2.9)$$

здесь σ_G^2 , - дисперсия шероховатостей гауссовой поверхности; p - коэффициент заполнения поверхности случайными бугорками, равный отношению суммарной площади бугорков к общей площади поверхности образца. Скобками < > обозначена операция усреднения.

Как известно, сечение рассеяния излучения в борновском приближении определяется следующим образом [129]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = 4\pi^2 S_0 \left(\frac{l-n}{\lambda^2}\right)^2 \iint_{S_0} \left\langle e^{-iq_z(Z(0,0)-Z(x,y))} \right\rangle e^{-iq_x x - iq_y y} dx dy, \qquad (2.10)$$

где *n* - показатель преломления вещества, из которого состоит образец. Для гауссовых поверхностей формула (2.10) дает для коэффициента отражения и интенсивности рассеянного излучения выражения, совпадающие с (2.4) и (2.5). В случае же поверхности (2.7) со случайными бугорками для коэффициента отражения и интенсивности рассеянного шероховатостями излучения из формулы (2.10) получаются следующие выражения:

$$R(q_z) = R_0 exp\left\{-q_z^2 \sigma_G^2 - 4pSin^2 \left(\frac{q_z A}{2}\right)\right\} , \qquad (2.11)$$

I.

$$I_{scat}(\vec{q}) \propto \left| \iint_{S_0} e^{-q_z^2 g_G(x,y)/2} \left(1 - 4p \sin^2(q_z A/2) \right) e^{-iq_x x - iq_y y} dx dy \right|.$$
(2.12)

Таким образом, из сравнения выражений (2.4), (2.5) и (2.11), (2.12) видно, что рассеяние на пробной поверхности (2.6) не может быть описано в рамках гауссовой модели. Действительно, выражения (2.11), (2.12) переходят в выражения (2.4), (2.5) лишь в предельном случае малых высот бугорков А и малых чисел заполнения поверхности р. С ростом же высоты бугорков А эти величины ведут себя поразному, так что для сильно развитого рельефа с распределением по высотам, существенно отличающимся от гауссового, оценки характеристик шероховатости, сделанные на основе формул (2.4) и (2.5), могут существенно отличаться от действительных параметров шероховатости.

С другой стороны, хорошо известно, что борновское приближение описывает лишь узкий угловой диапазон рассеянного излучения вблизи зеркального пика. Если рассеянная или падающая волна распространяются под критическим углом к поверхности, то это приближение дает существенно заниженную оценку величины рассеянного излучения. В работе [129] предложен другой метод расчета рассеяния рентгеновского излучения, позволяющий корректно описать эти диапазоны углов (так называемый метод DWBA (Distorted Waves Born Approximation)). В отличие от борновского приближения, в качестве нулевого порядка теории возмущений здесь используется не вакуум, а полубесконечная среда с идеально плоской границей. И,

соответственно, решениями в нулевом приближении являются не плоские волны, а френелевские функции. Рассмотрим приближение DWBA более подробно.

В работе [129] рассеяние на шероховатой поверхности представляется в виде задачи о рассеянии электромагнитной волны на потенциале V=V₁+V₂ :

$$\nabla^2 \psi + k_0^2 \psi - V_1 \psi - V_1 \psi = 0. \qquad (2.13)$$

Причем, первое слагаемое отвечает невозмущенной, идеально плоской границе:

$$V_1 = \begin{cases} k_0^{-2}(1-n^2), & -\infty < z < 0\\ 0, & z > 0, \end{cases}$$
(2.14)

где *n* – показатель преломления образца (образец находится в среде с показателем преломления равным 1). Второе слагаемое описывает возмущение шероховатости поверхности:

$$V_{2} = \begin{cases} k_{0}^{2}(1-n^{2}), \text{для } 0 < z < z(x, y), \text{ если } z(x, y) > 0 \\ -k_{0}^{2}(1-n^{2}), \text{для } z(x, y) < z < 0, \text{ если } z(x, y) < 0 \\ 0 \text{ в остальных случаях.} \end{cases}$$
(2.15)



Рис. 2.2. Схематическое изображение рассеяния на шероховатой поверхности. Горизонтальная линия – плоскость (z = 0). Закрашенные области – возмущение гладкой поверхности.

Для невозмущенной задачи ($V_2=0$) теория Френеля дает точные решения в виде суммы плоских волн:

$$\psi_{1}(\vec{r}) = \begin{cases} C[e^{i\vec{k}_{1}\vec{r}} + R(\vec{k}_{1})e^{i\vec{k}_{1}\vec{r}}], z > 0\\ CT(\vec{k}_{1})e^{i\vec{k}_{1}^{\prime}\vec{r}}, z < 0, \end{cases}$$
(2.16)

где *C* - амплитуда падающей на поверхность волны, $\vec{k}_1, \vec{k'}_1$ – волновые вектора падающей и зеркально отраженной волн, а $\vec{k'}_1$ – волновой вектор прошедшей в образец волны (рис. 2.2). *R* и *T* в этой формуле – это френелевские коэффициенты отражения и прохождения:

$$R(\vec{k}_{1}) = \frac{\sin(\theta_{1}) - n\sin(\theta_{t})}{\sin(\theta_{1}) + n\sin(\theta_{t})},$$

$$T(\vec{k}_{1}) = \frac{2\sin(\theta_{1})}{\sin(\theta_{1}) + n\sin(\theta_{t})},$$
(2.17)

где θ_1 – угол скольжения, а θ_t – соответствующий угол преломления. Обозначим символом $\tilde{\psi}_2$ обращенное во времени решение невозмущенной задачи для волны, падающей на поверхность, с волновым вектором – \vec{k}_2 :

$$\tilde{\psi}_{2}(\vec{r}) = \begin{cases} C[e^{i\vec{k}_{2}\vec{r}} + R^{*}(\vec{k}_{2})e^{i\vec{k}_{2}\vec{r}}], z > 0\\ CT^{*}(\vec{k}_{2})e^{i\vec{k}_{2}^{\prime}\vec{r}}, z < 0. \end{cases}$$
(2.18)

Здесь $\vec{k'}_2$ – это волновой вектор падающей на поверхность волны (см. рис. 2.2), при этом \vec{k}_2 – вектор зеркально отраженной волны. $\vec{k'}$ – волновой вектор в среде, направленный к поверхности. Тогда матричный элемент рассеяния между состояниями \vec{k}_1 и \vec{k}_2 представляется в форме

$$\left\langle 2\left|T_{p}\right|1\right\rangle = \left\langle \Psi_{2}\left|V_{1}\right|\phi_{1}\right\rangle + \left\langle \Psi_{2}\left|V_{2}\right|\Psi_{1}\right\rangle,\tag{2.19}$$

где $\phi_1 = Ce^{i\vec{k}_1\vec{r}}$ есть падающая волна. Для первого слагаемого в (2.19) можно записать следующее выражение:

$$\langle \Psi_2 | V_1 | \phi_1 \rangle = |C|^2 2ik_0 \sin(\theta_1) R(k_1) L_x L_y \delta_{k_{1x}, k_{2x}} \delta_{k_{1y}, k_{2y}},$$
 (2.20)

где L_x и L_y – размеры области интегрирования в плоскости (x,y), δ - символы Кроннекера. Вектора k_x и k_y принимают дискретные значения в соответствии с периодическими условиями на границе области интегрирования. Второе слагаемое в (2.19) выражается следующим образом:

$$\langle \Psi_2 | V_2 | \Psi_1 \rangle = |C|^2 k_0^2 (1 - n^2) [F_{>}(\vec{q}) + R(k_2) F_{>}(q_1) + R(k_1) F_{>}(\vec{q}_2) + R(k_2) R(k_1) F_{>}(\vec{q}_3) + T(k_2) T(k_1) F_{<}(\vec{q}_t)],$$
(2.21)

где $R(k_i)$ и $T(k_i)$ - френелевские коэффициенты отражения и прохождения соответственно, а также:

$$F_{>}(k) = \frac{i}{k_z} \iint_{S_0, z(x,y)>0} dx dy (e^{-ik_z z(xy)} - 1) e^{-i(k_x x + k_y y)}, \qquad (2.22)$$

$$F_{<}(k) = \frac{i}{k_{z}} \iint_{S_{0}, z(x,y) < 0} dx dy (e^{-ik_{z}z(xy)} - 1) e^{-i(k_{x}x + k_{y}y)}.$$
(2.23)

Волновые вектора в выражении (2.21) определяются следующим образом:

$$\vec{q} = \vec{k}_2 - \vec{k}_1, \ \vec{q}_1 = \vec{k}'_2 - \vec{k}_1, \ \vec{q}_2 = \vec{k}_2 - \vec{k}'_1, \ \vec{q}_3 = \vec{k}'_2 - \vec{k}'_1, \ \vec{q}_t = \vec{k}_2^t - \vec{k}_1^t.$$

Компоненты всех волновых векторов в плоскости образца (x,y) равны друг другу: $q_{x,y} = q_{1x,y} = q_{2x,y} = q_{3x,y} = q_{x,y}^t$, при этом они равны нулю при условии равенства углов падения и наблюдения. Компоненты, перпендикулярные плоскости (x,y), подчиняются соотношениям: $q_{2z} = -q_{1z}$, $q_{3z} = -q_z$.

Наконец, сечение рассеяния определяется следующим выражением:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\left|\left\langle 2|T_p|1\right\rangle\right|^2}{16\pi^2|C|^4} \,. \tag{2.24}$$

Таким образом, в DWBA приближении сечение рассеяния также полностью определяется рельефом поверхности. Задавая рельеф поверхности в выражениях (2.22) и (2.23), можно найти матричный элемент (2.19) и вычислить сечение рассеяния (2.24) излучения на шероховатостях реальной поверхности. Для сравнения с экспериментальными кривыми качания, регистрируемыми в PPM эксперименте, сечение рассеяния должно быть проинтегрировано по телесному углу, под которым видна входная щель детектора рефлектометра.

На основании рассчитанных по ACM данным кривым качания можно оценить параметры рельефа $\sigma_{_{3\phi\phi}}$, $h_{_{3\phi\phi}}$ и $\rho_{_{s\phi\phi}}$, характеризующие рассеяние излучения. Для этого полученная зависимость аппроксимируется наиболее близкой теоретической кривой, рассчитанной на основании автокорреляционной функции вида

$$C(R) = \sigma^2 exp\left[-\left(R / \rho\right)^{2h}\right], \qquad (2.25)$$

и параметры σ , ρ , h обеспечивающие хорошее согласование, выбираются в качестве $\sigma_{_{}^{} \phi \phi}$, $h_{_{}^{} \phi \phi}$ и $\rho_{_{}^{} \phi \phi}$. Т.е. исследуемой поверхности ставится в соответствие некоторая эффективная гауссова поверхность, которая отражает рентгеновское излучение аналогичным образом.

2.1.2. Определение параметров микрорельефа поверхности методом АСМ

Изображение поверхности в атомно-силовом микроскопе регистрируется в виде дискретной двумерной функции Z(x,y). Как правило, ACM кадры представляют собой квадратные матрицы размером $N \times N$ (в основном, 256 × 256 и 512 × 512) элементов. Среднеквадратичная шероховатость рельефа по данным ACM рассчитывается следующим образом:

$$\sigma_{ACM} = \frac{l}{N} \sqrt{\sum_{ij} (Z_{ij} - \overline{Z})^2} , \qquad (2.26)$$

где Z_{ij} - значение высоты рельефа в точке с координатами *i* и *j*, \overline{Z} - среднее по ACM кадру значение высоты рельефа. Спектральная плотность мощности определяется в виде

$$S_{\alpha\beta} = \left| F_{\alpha\beta} \right|^2, \qquad (2.27)$$

где $F_{\alpha\beta}$ - Фурье-образ функции Z_{ij} . Корреляционная функция поверхности рассчитывалась как обратное Фурье-преобразование от спектральной плотности мощности следующим образом:

$$C_{ij} = \sum_{\alpha\beta} S_{\alpha\beta} exp \left[2\left(\frac{\alpha \cdot i}{N} + \frac{\beta \cdot j}{N}\right)\pi \right].$$
(2.28)

Радиус корреляции шероховатостей ρ_{ACM} может быть определен как расстояние, на котором функция корреляции спадает в *е* раз.

Для вычисления фрактальной размерности поверхности h_{ACM} применялся метод вариаций, описанный в работе [116]. Согласно этому методу, для последовательности расширяющихся ячеек площадью $2n \times 2n$ с центром в точке (i,j) вычислялась средняя по M^2 точкам вариация максимальных и минимальных высот шероховатостей:

$$V_n = \frac{1}{M^2} \sum_{i,j} \left[Z_{i,j}^{max} - Z_{i,j}^{min} \right],$$
(2.29)

где M = N - 2n, N -количество точек в строке сканирования. После этого строился график зависимости $ln\left[\left(\frac{N}{n}\right)^{3}V_{n}\right]$ от $ln\left[\frac{N}{n}\right]$ для $n = 1, 2, ..., n_{\text{max}}$. Тангенс угла

наклона данного графика к оси абсцисс дает величину фрактальной размерности *D_{ACM}*. По известной фрактальной размерности вычислялся коэффициент Херста *h_{ACM}*:

$$h_{ACM} = 3 - D_{ACM} \ . \tag{2.30}$$

На основе рельефа поверхности, полученного с помощью атомно-силового микроскопа, можно также рассчитать интенсивность зеркально отраженного от поверхности и рассеянного шероховатостями излучения. При этом нет необходимости использовать какие-либо модельные представления о рельефе поверхности и можно пользоваться непосредственно формулами (2.10) или (2.24). В реальных расчетах усреднение по ансамблю заменяется усреднением по набору кадров, полученных в различных точках поверхности. Рассчитанные по АСМ данным угловые зависимости коэффициента отражения и интенсивности рассеянного излучения могут быть использованы для получения оценок эффективных параметров шероховатости поверхности $\sigma_{3\phi\phi}$, $h_{3\phi\phi}$ и $\rho_{3\phi\phi}$ (вообще говоря, не совпадающих с АСМ оценками этих параметров), характеризующих отражательную способность поверхности.

2.1.3. Сопоставление диапазонов пространственных частот, регистрируемых АСМ и РРМ

Для корректного сравнения методов ACM и PPM необходимо, чтобы эти методы работали в одинаковых диапазонах пространственных частот рельефа поверхности. Максимальный диапазон пространственных частот, регистрируемых ACM, ограничивается частотами k_L и k_d :

$$k_L = \frac{2\pi}{L}, \ k_d = \frac{2\pi}{d},$$
 (2.31)

где L – максимальный размер области сканирования, d - диаметр кончика зонда. При исследовании рельефа на участках более 10×10 мкм шаг сканирования l оказывается больше, чем размер кончика зонда d, и максимальная пространственная частота в АСМ изображении определяется шагом сканирования:
$$k_d = \frac{2\pi}{l}.\tag{2.32}$$

Это связано с ограничением числа точек в регистрируемом ACM изображении. Например, если размер кадра составляет 50 мкм, и при этом строки сканирования содержат 256 точек, то $k_L = 0,13 \cdot 10^{-3}$ нм⁻¹, а $k_d = 0,16 \cdot 10^{-3}$ нм⁻¹.

Для того, чтобы оценить диапазон пространственных частот, который может быть изучен с помощью РРМ методов, рассмотрим выражение для интенсивности рассеянного рентгеновского излучения [129], полученное в приближении малых высот шероховатостей из (2.7):

$$I_{scat}(\vec{q}) \propto \iint_{S_0} C(x, y) e^{iq_x x + iq_y y} dx dy.$$
(2.33)

Здесь I_{scat} – интенсивность рассеянного излучения, C(x,y) – корреляционная функция поверхности. Из (2.33) видно, что угловая зависимость интенсивности рассеянного излучения представляет собой спектральную плотность мощности поверхности [141]. В эксперименте, как правило, размер щели приемника в направлении, перпендикулярном плоскости падения, велик, и измеряемая в эксперименте величина интенсивности излучения на приемнике I_{det} является интегралом от $I_{scat}(\vec{q})$ по q_y :

$$I_{\rm det} = \int I_{scat}(\vec{q}) \, dq_y \propto \int_L C'(x) \, e^{iq_x x} dx \,, \qquad (2.34)$$

$$q_{x} = k_{2x} - k_{1x} = k(\cos\theta_{2} - \cos\theta_{1}), \qquad (2.35)$$

где $\vec{k_1}$ и $\vec{k_2}$ – волновые вектора падающей и рассеянной волн, $k = 2\pi/\lambda$, θ_2 и θ_1 - углы между плоскостью поверхности образца и волновыми векторами рассеянной и падающей волн. Из формул (2.34), (2.35) видно, что значение максимальной пространственной частоты, регистрируемой РРМ, определяется максимальной разностью углов θ_2 и θ_1 , а значение минимальной пространственной частоты - шагом сканирования по углам. Отметим, что шаг сканирования по углам не может быть меньше, чем угловая расходимость падающего пучка, что и определяет предельное значение минимальной пространственной частоты в РРМ экспериментах. С другой стороны, предельное значение максимальной пространственной частоты в спектре поверхности фактически определяется

уровнем шумов в приборе, т.к. интенсивность рассеянного излучения быстро спадает с увеличением разницы между θ_2 и θ_1 . Для пучка с расходимостью 0,005 градуса нижний предел пространственных частот в РРМ измерениях составляет $k_{\min} = 0,1\cdot 10^{-3} \mu m^{-1}$. При этом, для условий эксперимента, использованных в данной работе ($\theta_1 + \theta_2 = 0,6$ град), $k_{\max} = 2,2\cdot 10^{-3}$ нм⁻¹.

Таким образом, диапазоны пространственных частот, которые могут быть исследованы методами ACM и PPM, перекрываются, что позволяет корректно сравнивать параметры поверхностного рельефа, рассчитываемые на основе данных, измеряемых этими методами.

2.1.4. Методика экспериментов

сопоставления АСМ и РРМ методов была Для проведена серия экспериментов, в которых исследовалась поверхность полированных пластин из стекла, имеющих различные типы шероховатостей. РРМ исследования образцов проводились на рентгеновских дифрактометрах "Дрон-3М" и "Philips - X'Pert Pro" в диапазоне жесткого рентгеновского излучения Cu-K_{α} (длина волны $\lambda = 0.154$ нм). На рис. 2.3 представлена схема рентгеновских измерений. В эксперименте регистрировались угловые зависимости зеркальной и диффузной компонент отраженного рентгеновского излучения. Угловые зависимости интенсивности зеркальной компоненты отраженного излучения снимались в процессе $\theta - 2\theta$ сканирования, когда при повороте образца на угол θ_1 приемник поворачивался на угол $\theta_2 = 2\theta_1$. На основе этих данных производилась оценка дисперсии шероховатостей поверхности σ_{PPM} . Угловые зависимости интенсивности диффузно рассеянного излучения регистрировались посредством вращения образца при фиксированных положениях источника и приемника (так называемые кривые качания). В этом случае выполняется соотношение $\theta_1 + \theta_2 = const$. На основе зависимостей интенсивности диффузно-рассеянного угловых излучения проводились оценки как параметра σ_{PPM} , так и радиуса корреляции ρ_{PPM} , а также фрактальной размерности шероховатостей h_{PPM} .



Рис. 2.3. Схема рентгеновских измерений. Р – образец, S – источник, D – детектор, S1, S2 – щели.

Минимизация погрешностей настроек дифрактометра при исследовании наномасштабных шероховатостей рассмотрена в работе [A18].

АСМ исследования поверхности образцов проводились с помощью атомносилового микроскопа "Solver P7LS". Максимальное поле обзора составляло 60×60 мкм. Определение параметра среднеквадратичной шероховатости (σ_{ACM}), радиуса корреляции шероховатостей (ρ_{ACM}) и параметра Херста (h_{ACM}) осуществлялось по АСМ кадрам с помощью описанных выше стандартных методик.

На основе измеренных в эксперименте АСМ изображений поверхности были проведены расчеты эффективных параметров рельефа, характеризующих рассеяние рентгеновского излучения. Было рассмотрено два подхода. Во-первых, по АСМ кадрам рассчитывались угловые зависимости коэффициентов зеркального отражения по формулам (2.2) - (2.3) и на их основе определялись параметры $\sigma_{_{3\phi\phi}}$. Во вторых, по АСМ кадрам рассчитывались угловые зависимости интенсивности рассеянного излучения (кривые качания) по формулам (2.16) - (2.25) и на их основе определялись параметры $\sigma_{_{3\phi\phi}}$, $h_{_{3\phi\phi}}$ и $\rho_{_{3\phi\phi}}$.

Были проведены сравнения всех вышеперечисленных параметров для серии подложек с различными типами шероховатостей рельефа.

2.1.5. Сравнение оценок среднеквадратичной шероховатости, сделанных на основе АСМ данных и по угловым зависимостям зеркальной компоненты рассеянного излучения

Характерная угловая зависимость коэффициента отражения зеркальной компоненты рассеянного излучения для поверхности стеклянной подложки с негауссовым распределением по высотам и результаты аппроксимации с помощью фактора Дебая-Валлера представлены на рис. 2.4.



Рис. 2.4. Угловая зависимость коэффициента отражения рентгеновского излучения для одной из стеклянных подложек. Экспериментальная кривая показана сплошной линией. Пунктирной линией показана зависимость $R_0(q_z)$, рассчитанная по формулам Френеля. Кружками обозначена зависимость $R(q_z)$, полученная с учетом фактора Дебая-Валлера. (Провал на экспериментальной зависимости в области малых q_z обусловлен конечными размерами образца).

Характерное ACM изображение участка поверхности той же стеклянной подложки с негауссовым распределением по высотам приведено на рис. 2.5 (а). На рисунке отчетливо видны крупномасштабные неровности в виде случайных бугорков. Функция распределения по высотам у такой поверхности (рис. 2.5(б)) отличается от гауссовой наличием негауссового "хвоста" в диапазоне высот 20-40 нм.



Рис. 2.5. (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.



Рис. 2.6. (а), (б) - ависимости параметров σ_{ACM}, σ_{PPM}, σ_{эфф} от размера кадра для поверхностей с негауссовым (а) и гауссовым (б) распределением по высотам. Значение σ_{PPM} показано линией, параллельной оси абсцисс. Зависимости σ_{ACM} и σ_{эфф} от размера кадра обозначены, соответственно, сплошной и пунктирной линиями. (в), (г) - гистограммы распределения по высотам для негауссовой и гауссовой поверхностей, соответственно. Кружками показаны значения функций Гаусса, аппроксимирующих распределение по высотам.

Проведенные исследования показали, что значение параметра σ_{ACM} , получаемого из ACM измерений, существенным образом зависит от размеров ACM кадра. Данная зависимость обусловлена увеличением полосы пространственных частот рельефа поверхности, регистрируемых атомно-силовым микроскопом, с увеличением размера области сканирования [113]. На рис. 2.6 приведены типичные зависимости параметра σ_{ACM} от размера кадра и типичные гистограммы распределения по высотам для стеклянных пластин с поверхностью гауссова (а, в) и негауссова (б, г) типов.

Особенно отметим, что для гауссовых поверхностей с увеличением размера кадра параметр σ_{ACM} стремится к σ_{PPM} , тогда как для негауссовых поверхностей наблюдается существенное расхождение между параметрами σ_{ACM} и σ_{PPM} .

Для всех подложек по ACM данным были проведены расчеты угловых зависимостей коэффициента зеркального отражения рентгеновского излучения на основе формул (2.2) и (2.3). На рис. 2.7 приведены результаты расчета угловой зависимости коэффициента отражения для негауссовой поверхности по ее ACM изображению.



Рис. 2.7. Угловая зависимость коэффициента отражения рентгеновского излучения от поверхности стеклянной подложки с негауссовым распределением по высотам. Экспериментальная зависимость показана сплошной линией. Зависимость $R(q_z)$, рассчитанная на основании формул (2.2) и (2.3) непосредственно по ACM изображению участка поверхности, обозначена кружками. Расчеты проводились по ACM кадру размерами 40 × 40 мкм. Для сравнения пунктиром показана зависимость $R(q_z)$, рассчитанная по зависимости Дебая-Валлера с параметром σ_{ACM} , рассчитанным из ACM рельефа того же участка поверхности.

Как видно из рисунка, угловая зависимость, рассчитанная непосредственно по ACM рельефу поверхности, хорошо согласуется с экспериментальной кривой, полученной в рентгеновских измерениях. На основании данных расчетов, используя методику определения шероховатости поверхности по угловой зависимости зеркальной компоненты рассеянного излучения, были получены оценки параметра эффективной среднеквадратичной шероховатости $\sigma_{эф\phi}$:

$$\sigma_{g\phi\phi} = \sqrt{-\frac{1}{q_z^2} ln\left(\frac{R(q_z)}{R_0(q_z)}\right)}.$$
(2.36)

Следует отметить, что для поверхностей, сильно отличающихся от гауссовых, определение $\sigma_{3\phi\phi}$ до некоторой степени условно. В этом случае величина $\sigma_{3\phi\phi}$ является функцией угла падения и можно говорить лишь о некотором среднем ее значении на некотором интервале углов. Характерная угловая зависимость величины $\sigma_{3\phi\phi}$ от параметра q_z , рассчитанная по АСМ рельефу поверхности одной из подложек, приведена на рис. 2.8.



Рис. 2.6. Угловая зависимость параметра эффективной шероховатости, рассчитанная непосредственно по ACM рельефу поверхности одной из подложек. Значение $\sigma_{s\phi\phi}$ при $q_z = 0$ совпадает с величиной среднеквадратичного отклонения высот рельефа, рассчитываемого по ACM профилю поверхности.

Из рисунка видно, что зависимость $\sigma_{\phi\phi}(q_z)$ имеет две характерные области изменения: резко спадает в области углов меньших критического и слабо меняется

в области углов больше критического. Для оценки шероховатостей нами использовались величины $\sigma_{3\phi\phi}$, усредненные по области углов больше критического, где зависимость $\sigma_{3\phi\phi}$ от угла слабая. Как показали расчеты, для усредненных величин $\sigma_{3\phi\phi}$ также наблюдается масштабная зависимость от размера АСМ кадра. Однако, как видно из результатов, приведенных на рис. 2.6 (б), для негауссовых поверхностей значения $\sigma_{3\phi\phi}$ значительно меньше параметра σ_{ACM} и с ростом размера кадра величина $\sigma_{3\phi\phi}$ стремится к величине σ_{PPM} , получаемой в РРМ измерениях.

Таким образом, для получения оценки величины σ_{PPM} по данным ACM необходимо использовать при расчете параметра $\sigma_{g\phi\phi}$ ACM изображения с размером кадра $L > L^*$ (рис. 2.6 (а)), т.е. превышающим период основных пространственных гармоник рельефа поверхности.

2.1.6. Сравнение оценок радиуса корреляции и параметра Херста, сделанных на основе АСМ данных и по угловым зависимостям диффузной компоненты рассеянного излучения

Диффузное рассеяние исследовалось от двух подложек из стекла, отличающихся величиной шероховатости и характером функции распределения по высотам. Характерные ACM изображения поверхности этих подложек приведены на рис. 2.9.



Рис. 2.9. АСМ изображения поверхности образцов 1 - (а) и 2 - (б).



Рис. 2.10. Функции распределения по высотам для образцов 1 и 2 (сплошная линия). Для сравнения пунктирной линией показана гауссова функция распределения с дисперсией, рассчитанной непосредственно по АСМ изображениям поверхности. (а) – образец 1, (б) – образец 2.

Из рисунков 2.9 и 2.10 видно, что образец 2 имеет более развитый рельеф поверхности и распределение по высотам, существенно отличающееся от распределения гауссового типа. Параметры шероховатости – дисперсия (σ_{ACM}), радиус корреляции (ρ_{ACM}) и параметр Херста (h_{ACM}), рассчитанные на основе ACM изображений поверхности, приведены в таблице 1.

По данным ACM для каждой из подложек в приближении борновском приближении искаженных волн (DWBA) [129] были рассчитаны угловые зависимости зеркальной и диффузной компонент отраженного рентгеновского излучения. В этом приближении, в отличие от борновского, в качестве невозмущенной системы выступает не вакуум, а полубесконечная среда с идеально плоской поверхностью. Шероховатость рассматривается как возмущение. На рис. 2.11 приведены графики экспериментальных угловых зависимостей интенсивности рассеянного рентгеновского излучения, а также результаты расчета кривых качания по ACM изображениям поверхности для образцов 1 и 2.



Рис. 2.11. Угловые зависимости интенсивности отраженного излучения. Кружки - данные РРМ экспериментов, ромбики – расчеты по АСМ кадрам. (а) – образец 1, (б) – образец 2.

Как видно из рисунка, РРМ и АСМ кривые достаточно хорошо согласуются для обоих образцов. Небольшие различия между экспериментальными РРМ кривыми качания и рассчитанными по данным АСМ могут быть связаны с рассеянием на неоднородностях нарушенного подповерхностного слоя, образовавшегося при полировке [328-330].

По экспериментальным PPM кривым качания, используя методику, описанную выше, были оценены параметры σ_{PPM} , ρ_{PPM} , h_{PPM} , а по расчетным ACM кривым - эффективные параметры шероховатости $\sigma_{3\phi\phi}$, $\rho_{3\phi\phi}$, $h_{3\phi\phi}$ (см. таблицу 1).

	σ _{АСМ} , (нм)	σ _{РРМ} , (нм)	$\sigma_{{}_{\! \ni \phi \phi}},$ (нм)	р _{асм} , (нм)	Р _{РРМ} , (нм)	р _{эфф} , (нм)	h_{ACM}	h_{PPM}	$h_{ ightarrow \phi \phi}$
1	0.9±0.1	0.84±0.07	0.82±0.07	1000±100	1100±100	1100±100	0.37±0.02	0.27±0.05	0.3±0.05
2	2.7±0.2	1.6±0.1	1.3±0.1	200±40	500+50	440±50	0.7±0.05	0.6±0.1	0.6±0.1

Таблица 2.1. Параметры рельефа поверхности образцов.

Из таблицы 1 видно, что оценки параметров шероховатости поверхности, сделанные с помощью разных методов, отличаются друг от друга. Однако для образца 1, имеющего небольшую шероховатость и практически гауссово распределение по высотам, отличие невелико.

Для образца 2 все параметры шероховатостей, рассчитанные непосредственно по данным ACM, существенно отличаются от величин, получаемых по данным PPM экспериментов. Это обстоятельство связано с наличием царапин на поверхности второго образца, которые, так же, как и в случае бугорков, рассмотренных выше, вносят различный вклад в параметры, рассчитанные непосредственно по ACM изображениям, и в параметры, определяющие рассеяние рентгеновского излучения.

Таким образом, как показывают проведенные расчеты, параметры шероховатостей, получаемые по данным РРМ, могут существенно отличаться от реальных параметров шероховатостей поверхности. Атомно-силовая микроскопия в этом смысле дает более адекватную информацию о микрорельефе. Однако для негауссовых поверхностей с сильно развитым рельефом параметры σ_{ACM} , ρ_{ACM} , h_{ACM} не могут быть использованы для характеризации рассеяния рентгеновского излучения. С другой стороны, как видно из таблицы, эффективные параметры $\sigma_{3\phi\phi}$, $\rho_{3\phi\phi}$, $h_{3\phi\phi}$, полученные по угловым зависимостям, рассчитанным на основе ACM данных, хорошо согласуются с экспериментальными параметрами σ_{PPM} , ρ_{PPM} , h_{PPM} .

2.2. Исследование шероховатостей комбинированных подложек полимер-стекло, получаемых методом репликации эталонных поверхностей тонкими слоями полимерных материалов

В настоящее время полимерные материалы широко применяются в репликационных технологиях [331, 332]. Такие методы, как casting (литье), hot embossing (горячая штамповка), injection molding (инжекционное прессование) успешно используются для репликации поверхностных структур с элементами вплоть до нанометрового масштаба [333, 334]. В связи с этим представляется весьма перспективным возможное применение таких репликационных технологий при изготовлении относительно дешевых подложек для элементов многослойной рентгеновской оптики. Нами был предложен способ изготовления подложек методом репликации высокополированных эталонных пластин co 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 полимерстекло.

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" им. В.А.Каргина, г. Дзержинск, Россия). Лучшие результаты были получены при использовании акрилового анаэробного герметика "Анатерм-101". Данный однокомпонентный герметик полимеризуется В ограниченном объеме в отсутствии кислорода.





Рис. 2.10. Репликация эталонной поверхности слоем полимера:

- (а) нанесение преполимера на стеклянную подложку;
- (б) разделение склейки.

Полимерные образом. Перед реплики изготавливались следующим 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. 2.12). Затем эталонная пластина и стекло с преполимером соединялись, и после 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 2.12). Разделение структуры посредством нагрева обеспечивалось за счет различия коэффициентов температурного расширения материала эталонной пластины и стеклянной подложки. Разделение склейки посредством изгиба обеспечивалось за счет различной адгезии полимерного слоя к поверхности эталонной пластины и стеклянной подложки.

В результате проведенных исследований было установлено, ЧТО формирование поверхности полимерной реплики происходит в результате конкуренции двух факторов – образования собственной поверхностной структуры полимера и наследования рельефа задающей поверхности. На рис. 2.13-2.16, в качестве примера, приведены результаты сравнительных АСМ исследований сопряженных участков поверхности эталонной кремниевой пластины с микрорельефом и полимерной реплики. В данных экспериментах использовалась многокомпонентная полимерная композиция с жидким отвердителем. Как видно из рис. 2.13-2.16, поверхностный рельеф эталонного образца и реплики не совпадают, что обусловлено, по-видимому, плохой адгезией на границе полимер – кремний и может объясняться сложным процессом полимеризации в присутствии жидкого отвердителя.



Рис. 2.13. Поверхность эталонного образца кремния с микрорельефом. Размер кадра 20 × 20 мкм.



Рис. 2.14. Участок поверхности полимерной реплики, соответствующий участку поверхности кремния (рис. 2.13).



Рис. 2.15. Участок поверхности кремния, показанный квадратом на рис. 2.13. Размер кадра 800 × 800 нм.



Рис. 2.16. Участок поверхности полимерной реплики, показанный квадратом на рис. 2.14. Размер кадра 800 × 800 нм.

Для анаэробных однокомпонентных составов серии "Анатерм" величины шероховатостей и поверхности полимерных реплик совпадали с аналогичными характеристиками эталонных кремниевых пластин. Исследования шероховатостей поверхностей эталонных образцов, стеклянных подложек и полимерных реплик проводились методами атомно-силовой микроскопии. На каждом образце с различных участков поверхности снимались АСМ изображения разного масштаба. По полученному ACM каждому кадру рассчитывалась величина среднеквадратичного отклонения рельефа σ_{ACM} . Итоговая шероховатость

поверхности на данном масштабе оценивалась как величина σ , усредненная по набору ACM кадров одинакового размера.

Была проведена серия экспериментов по репликации поверхности кремния и зеродура (специальный композиционный материал с низким коэффициентом теплового расширения) полимерными пленками на стеклянных подложках. На 2.17 масштабные рисунке приведены 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 стеклянных пластин изменялась от 0.9 до 1.7 нм при увеличении размера ACM кадра L от 1 до 10 мкм. Поверхность полимерной шероховатости существенно по реплики имела меньшие сравнению с поверхностью стекла. Величина σ для полимерного слоя в этом случае составляла приблизительно 0.2 – 0.5 нм при тех же размерах поля обзора АСМ. Как видно из приведенных зависимостей, при полях обзора от 5 мкм и более различие в шероховатости поверхности полимерной реплики по отношению к исходной поверхности кремния составляет величину порядка 0.1 нм, что находится в пределах погрешности.



Рис. 2.17. Масштабная зависимость среднеквадратичной шероховатости поверхности полимерной реплики с поверхности кремния (обозначены квадратными точками ■) на подложках из стекла. Масштабная зависимость параметра σ эталонной поверхности кремния показана круглыми (●) точками, а исходной поверхности стеклянной подложки - треугольными (▲) точками. (*L* – размер кадра).



Рис. 2.18. Масштабная зависимость среднеквадратичной шероховатости поверхности полимерной реплики с поверхности зеродура (обозначены квадратными точками (■)) на подложках из стекла. Масштабная зависимость параметра σ эталонной поверхности зеродура показана круглыми (●) точками, а исходной поверхности стеклянной подложки - треугольными (▲) точками. (*L* – размер кадра).

Были проведены аналогичные эксперименты по репликации поверхности эталонных пластин из глубоко полированного зеродура. На рисунке 2.18 приведены масштабные зависимости параметра σ 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 пластин из зеродура составляла величину 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 σ зеродура), которая также не зависела от размера кадра. Отклонения значения σ для полимерных реплик от шероховатости эталонных пластин зеродура находятся в пределах погрешности АСМ измерений.



Рис. 2.19. АСМ исследования сопряженных участков поверхности эталонного образца (слева) и поверхности полимерной реплики (справа). Каждый последующий АСМ кадр снимался с участка, помеченного квадратом белого цвета. Масштабная метка на нижних рисунках соответствует размеру 50 нм.

Для определения разрешающей способности метода репликации были проведены ACM исследования сопряженных участков поверхности эталонного образца и полимерной реплики. В качестве эталонного образца в данных экспериментах использовалась пластина из кремния, на поверхности которой методом фотолитографии и химического травления был изготовлен микрорельеф в виде решетки. Высота рельефа составляла 100 нм. Как показали результаты исследований (рис. 2.19), 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 приблизительно 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 [A12]. Для сравнения в тех же условиях были изготовлены аналогичные многослойные структуры на эталонных кремниевых подложках.



Рис. 2.20. Спектральные зависимости коэффициента отражения рентгеновских зеркал на основе Mo-Si, изготовленных на комбинированных подложках полимер-стекло (показана кружками) и на эталонных Si подложках (показана сплошной линией).

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 2.20 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.

Также с использованием полимеров были изготовлены цилиндрические отражатели для формирования коллимированных рентгеновских пучков от источников с линейным фокусом [А13]. В качестве подложек использовались стеклянные пластины. Форма поверхности полимера плоские задавалась эталонным пуансоном цилиндрической формы. Комбинированная подложка полимер-стекло изготавливалась посредством полимеризации слоя полимера в зазоре между плоской стеклянной подложкой и пуансоном. Затем на поверхность изготовленной комбинированной подложки полимер-стекло наносилось многослойное рентгеновское зеркало Mo-Si с переменным периодом. Аналогичный отражатель был изготовлен на изогнутой кремниевой подложке по стандартной методике [335]. Затем были проведены сравнительные исследования формы и отражательных характеристик изготовленных образцов. Результаты сравнительных

исследований поперечного распределения интенсивности рентгеновского пучка, сформированного с помощью параболического отражателя на изогнутой кремниевой подложке и на комбинированной подложке полимер-стекло, приведены на рис. 2.21.



Рис. 2.21. Поперечное распределение интенсивности рентгеновского пучка, сформированного с помощью параболического зеркала на изогнутой кремниевой подложке (Δ) и на комбинированной подложке полимер-стекло (о).

Из рисунка видно, что ширина коллимированного пучка и его пространственная однородность для обоих отражателей практически одинакова. Интенсивность отраженного излучения от зеркала на полимерной основе несколько ниже (отношение интенсивностей равно 0,8). Особенно перспективно применение репликационной технологии для изготовления отражателей с малыми радиусами кривизны и имеющих поверхность сложной формы.

2.3. Выводы

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

Проведено сравнение возможностей методов атомно-силовой микроскопии и рентгеновской рефлектометрии по исследованию статистических параметров микрорельефа поверхности образцов. Представлены результаты сравнительных АСМ и РРМ исследований шероховатости серии стеклянных пластин с различными типами рельефа поверхности. Показано, что в случае поверхностей,

имеющих существенно негауссово распределение по высотам, наблюдается значительное расхождение в оценках параметров среднеквадратичной шероховатости, радиуса корреляции и параметра Херста, полученных из угловых PPM зависимостей интенсивности зеркальной и диффузной компонент рассеянного рентгеновского излучения и из расчетов по АСМ профилям поверхности. Показано, что метод АСМ дает более адекватную, по сравнению с методом PPM, информацию об ансамбле шероховатостей поверхности.

На основе данных АСМ измерений были проведены расчеты угловых зависимостей интенсивности зеркальной и диффузной компонент рассеянного шероховатостями излучения. По данным зависимостям были сделаны оценки эффективных параметров шероховатости, определяющих рассеяние рентгеновского излучения. Показано, что величины $\sigma_{3\phi\phi}$, $\rho_{3\phi\phi}$, $h_{3\phi\phi}$, хорошо совпадают с аналогичными величинами σ_{PPM} , ρ_{PPM} , h_{PPM} , полученными непосредственно в РРМ экспериментах, и могут служить для оценок параметров рельефа поверхности, характеризующих рассеяние рентгеновского излучения.

Проведены исследования возможности сглаживания шероховатостей поверхности подложек методом репликации поверхности эталонных образцов с помощью тонких слоев полимерных материалов. Проведенные АСМ исследования шероховатости исходных подложек и полимерных реплик с поверхности эталонных образцов из кремния и зеродура показали, что тонкие полимерные слои достаточно хорошо реплицируют поверхности эталонных образцов. Шероховатость поверхности полимерных реплик близка к шероховатости эталонных поверхностей. На комбинированных подложках стекло-полимер изготовлены многослойные рентгеновские зеркала на основе Mo-Si. Показано, что полуширина спектральной зависимости коэффициента отражения и пиковые значения в максимуме для данных зеркал практически совпадают с аналогичными характеристиками для зеркал, изготовленных на кремниевых подложках при одних и тех же условиях в рамках одного эксперимента. Продемонстрировано, что тестовые параболические коллиматоры, изготовленные на комбинированных подложках стекло-полимер и на стандартных изогнутых кремниевых подложках, имеют близкие отражательные характеристики.

Глава 3. Исследование локальных свойств полупроводниковых структур методами сканирующей зондовой микроскопии

В данной главе представлены результаты СЗМ исследований особенностей спектральных зависимостей и неоднородности распределения вдоль поверхности фототока фотолюминесценции полупроводниковых локального И В гетероэпитаксиальных структурах InGaAs/GaAs с квантовыми ямами и квантовыми точками [А3, А7, А9]. Интерес к таким структурам обусловлен, прежде всего, возможностью создания инжекционных лазеров и селективных фотоприемников инфракрасного диапазона длин волн, работающих на переходах между уровнями квантования в энергетических спектрах носителей в размерного таких гетероструктурах [270-274]. Однако для эффективной работы данных приборов необходима высокая однородность параметров, обуславливающих размерное квантование (однородность распределения квантовых точек по размерам и форме, однородность толщины слоя узкозонного полупроводника, формирующего квантовую яму, и др.) Применение методов зондовой микроскопии предоставляет уникальные возможности по анализу неоднородности свойств таких структур.

3.1. Комбинированный сканирующий туннельный / ближнепольный оптический микроскоп

Для исследования фотоэлектрических свойств полупроводниковых структур применялся разработанный нами комбинированный сканирующий туннельный / ближнепольный оптический микроскоп (СТМ/СБОМ) [A4, A5]. Данный прибор представляет собой СТМ, совмещенный с оптической системой, которая позволяет использовать его (при использовании специальных оптоволоконных зондов) в качестве СБОМ. Общий вид комбинированного СТМ/СБОМ микроскопа показан на рис. 3.1.

Измерительная головка микроскопа размещается на жесткой платформе, стоящей на четырех опорах, собранных из массивных металлических пластин с резиновыми прокладками. Массы пластин и жесткость прокладок между ними подобраны так, чтобы резонансная частота такой системы составляла < 4 Гц. Это

обеспечивает достаточную защиту от внешних вибраций. Головка микроскопа (рис. 3.2.) конструктивно разделена на две части. Верхняя часть снимается во время перезарядки зонда и образца. В ней располагаются зонд, пьезодвигатель для



Рис. 3.1. Общий вид измерительной головки СТМ, совмещенного с ближнепольным оптическим микроскопом.

прецизионного сближения зонда и образца, предварительный усилитель петли обратной связи СТМ, эллиптический отражатель и окно для наблюдения образца с помощью оптического микроскопа. В нижней части головки размещены *X*,*Y*,*Z* - сканер, механическое устройство для перемещения образца под зондом и фотоприемник. При такой компоновке упрощается процедура замены зонда и образца, удается надежно экранировать предварительный усилитель петли обратной связи от высоковольтных сигналов на электродах сканера.

Для применения данного прибора в качестве СБОМ используется специальный зонд, представляющий собой отрезок кварцевого одномодового

оптического волокна длиной ~ 30 см, один из концов которого заострен посредством химического травления до размеров ≤100 нм и покрыт металлом. Покрытие наносится с помощью вакуумного магнетронного напыления под углом порядка 30° к оси волокна так, что на кончике острия в области тени остается слабо запыленный участок малой апертуры, который и является ближнепольным источником излучения [102]. Удержание зонда микроскопа над поверхностью осуществляется системой обратной связи по туннельному току, что позволяет одновременно получать СБОМ и СТМ изображения образцов.

Сближение зонда и образца осуществляется в два этапа: вначале с помощью микрометрического винта (2), а затем с помощью инерционного пьезодвигателя [A1, A39, A40] под управлением компьютера. Образец с максимальными размерами ~ 5 × 5 мм располагается на X, Y, Z - сканере. После каждого шага пьезодвигателя сканер, предварительно отведенный от зонда, плавно сближается с ним, и на каждом шаге сканера (~ 0.02 нм) система управления проверяет наличие тока. При появлении тока шаг пьезодвигателя уменьшается, и зонд точно устанавливается в середину динамического диапазона сканера. Таким образом удается осуществить образование туннельного промежутка без повреждения зонда.

Сканер представляет собой пьезокерамическую трубку диаметром 10 мм, длиной 40 мм, расположенную вертикально на массивном основании [A1]. На верхнем торце трубки размещен держатель образца с короткофокусной линзой (19) для получения изображения на просвет. Электроды трубки разделены на две части. В верхней части внешний и внутренний электроды - сплошные, а в нижней - они разделены по образующим цилиндра на четыре части. Подавая напряжение на различные пары электродов, можно за счет вытягивания и сжатия верхней части трубки смещать образец в направлении *Z*, а за счет изгиба нижней части трубки осуществлять сканирование в направлениях *X*, *V*. Сканер имеет следующие параметры: наименьшая резонансная частота изгибной моды - 8.4 кГц (продольная мода имеет частоту ~ 30 кГц), динамический диапазон по оси *Z* составляет 1 мкм (при напряжении на *Z* электроде ± 100 В), максимальное поле обзора - 30 × 30 мкм (при напряжении *X*, *Y* разверток ± 200 В).



Рис. 3.2. Схема измерительной головки микроскопа. 1 - кварцевое волокно; 2 - микрометрический винт грубого сближения зонда с образцом; 3 - рабочий цилиндр пьезодвигателя; 4 - цанговая пружина; 5 - пьезотрубки инерционного пьезодвигателя; 6 корпус пьезодвигателя; 7 - предварительный усилитель петли обратной связи; 8 металлический наконечник волоконного зонда; 9 - держатель зонда; 10 – винт держателя зонда; 11 - эллиптический отражатель; 12 - верхняя часть корпуса микроскопа; 13 нижняя часть корпуса микроскопа; 14 – корпус держателя ФЭУ; 15 - ФЭУ; 16 - основание сканера; 17 – нижние *X,Y* электроды сканера; 18 - верхний *Z* электрод сканера; 19 короткофокусная линза; 20 - поворотная ось механизма перемещения образца; 21 продольная ось механизма перемещения образца; 22 - столик образца; 23 - спутник образца; 24 - образец; 25 - окно для наблюдения промежутка зонд - образец с помощью оптического микроскопа.

Для получения ближнепольного оптического изображения образца и исследования люминесцентных свойств полупроводниковых структур в качестве источника света использовался непрерывный аргоновый лазер ($\lambda = 514$ нм, мощность до 2 Вт). Кроме того, импульсный ИАГ Nd³⁺ на удвоенной частоте ($\lambda = 532$ нм, частота импульсов - 8 кГц, длительность импульсов - 200 нс, средняя мощность до 2 Вт) применялся для модификации поверхности. Импульсный режим генерации лазера позволяет значительно увеличить мощность излучения на образце без разрушения зонда, поскольку эффективность фотохимических процессов при модификации поверхности определяется мощностью в импульсе, а разрушение зонда - средней мощностью оптического излучения.

Рассеянное объектом излучение собирается эллиптическим зеркалом (в отражательном варианте) или короткофокусной линзой (в варианте на просвет) на фотокатод фотоэлектронного умножителя (ФЭУ), расположенного вертикально под плоскостью стола. Используются ФЭУ двух типов: для получения ближнепольного изображения поверхности - ФЭУ-79 с фотокатодом, имеющим максимум спектральной чувствительности в области 0.45 мкм, а для исследования люминесцентных свойств полупроводниковых структур на основе GaAs - ФЭУ-62 с фотокатодом, имеющим максимум спектральной чувствительной чувствительности в области ближнего ИК диапазона спектра.

При работе прибора в качестве СТМ с фотоподсветкой оптическая система фокусирует излучение накачки в области туннельного контакта либо со стороны зонда (с помощью эллиптического зеркала (11)), либо сквозь подложку (с помощью короткофокусной линзы (19)).

3.2. Исследование локального фототока в полупроводниковых структурах GaAs / GaInAs с квантовыми ямами и точками

В данном параграфе приводятся результаты исследования методами СЗМ спектральных особенностей и неоднородности распределения локального фототока в гетероструктурах In_xGa_{1-x}As/GaAs с квантовыми ямами и точками [A7, A9].

Стандартные методы исследования фотопроводимости и фотолюминесценции полупроводниковых структур с квантовыми ямами и квантовыми точками [175, 276, 277] позволяют получать информацию, усредненную по области зондирования, которая значительно превышает характерные латеральные масштабы в структуре – размеры квантовых точек, масштабы флуктуаций параметров квантовых ям и др. Применение методов зондовой микроскопии позволяет существенно увеличить пространственное разрешение за счет уменьшения размеров зондируемой области. Основные успехи в этом направлении связаны с использованием ближнепольного оптического микроскопа ДЛЯ исследования фотопроводимости [161,278] и фотолюминесценции [160, 177, 279], обусловленных локальным фотовозбуждением квантоворазмерных структур излучением, вышедшим из зонда. Однако для наблюдения фотолюминесценции и фотопроводимости В таких экспериментах используются образцы с квантоворазмерными структурами, выращенными глубоко под поверхностью вне области пространственного заряда GaAs, что существенно ограничивает пространственное разрешение вследствие процессов диффузии неравновесных фотоносителей. На наш взгляд, особенно перспективным представляется изучение локальной фотопроводимости таких структур по фотоотклику в туннельном токе сканирующего туннельного микроскопа, поскольку использование туннельного контакта в качестве датчика фототока позволяет исследовать структуры, расположенные вблизи поверхности образца, благодаря чему удается существенно локализовать область зондирования и довести пространственное разрешение до масштабов волновых функций носителей в отдельной квантовой точке.

Были проведены эксперименты по исследованию спектральных зависимостей локального фототока в структурах In_xGa_{1-x}As/GaAs с квантовыми ямами и точками, расположенными на разной глубине. Идея эксперимента состояла в наблюдении зависимости тока туннельного контакта между зондом СТМ и полупроводниковой структурой от длины волны возбуждающего излучения [А6]. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 3.3.



Рис. 3.3. Схема эксперимента по наблюдению спектральных зависимостей локального фототока в полупроводниковых структурах. 1 – трубчатый пьезосканер, 2 – короткофокусная собирающая линза, 3 – столик образца, 4 – образец, 5 – зонд, 6 – световод, 7 – источник питания лампы, 8 – галогенная лампа накаливания, 9 – монохроматор.

В экспериментах использовался СТМ, сопряженный с оптической системой, описанный в предыдущем разделе [А4, А5]. Исследовались эпитаксиальные структуры $In_xGa_{1-x}As/GaAs$, выращенные ИФМ PAH В методом металлоорганической газо-фазной эпитаксии (МОГФЭ) [277]. В качестве подложек использовались пластины легированного GaAs. Эпитаксиальные структуры имели общую толщину около 1 мкм и обладали проводимостью п-типа при концентрации носителей ~2·10¹⁶ см⁻³. Спектральные исследования проводились на структурах двух типов, имеющих квантовые ямы и слои квантовых точек, выращенные либо вблизи поверхности образца, либо на глубине ~ 0.5 мкм в эпитаксиальном слое GaAs. Для оптической накачки образцов использовалось излучение галогенной лампы мощностью 100 Вт, пропущенное через монохроматор МДР-23 и пассивный фильтр КС-19, отсекающий видимую часть спектра. С помощью пучка оптоволоконных световодов монохроматическое излучение подводилось К полупроводниковой структуре со стороны подложки, служившей дополнительным фильтром, отсекавшим кванты света с энергией большей, чем ширина запрещенной зоны GaAs. Благодаря этому, вблизи рабочего промежутка СТМ фотоносители генерировались только в слое In_xGa_{1-x}As. Вольт–амперная характеристика (BAX) туннельного контакта между СТМ зондом и поверхностью имела вид, аналогичный ВАХ, типичной для барьера Шоттки (металл - полупроводник). Удержание зонда над поверхностью осуществлялось системой обратной связи СТМ в режиме j_t = const при напряжении, соответствующем прямой ветви ВАХ. Фототок измерялся как разность между током в обратной ветви ВАХ при освещении контакта и темновым током. Типичные ВАХ туннельного промежутка приведены на рис. 3.4. Максимальная величина фотоотклика по спектру зависела от типа структуры и составляла ~ 30 - 100 пА при нагрузочном сопротивлении 50 МОм в преобразователе ток - напряжение предусилителя цепи обратной связи.

Пространственное разрешение в рамках предлагаемого метода существенным образом зависит от глубины залегания квантоворазмерной структуры относительно приповерхностной области пространственного заряда (ОПЗ). Если квантовая яма или слой квантовых точек находятся вне ОПЗ, то латеральный размер области, с которой фотоносители собираются на зонд СТМ,

определяется длиной диффузии носителей в GaAs (~ 1 мкм). Если квантовая яма находится в ОПЗ, то на пространственное разрешение решающее влияние оказывают такие факторы, как диффузия носителей вдоль ямы до момента ухода вследствие термоактивации или туннелирования, пролет фотоносителей в сильном приповерхностном поле (оно составляет ~ 10⁵ В/см) и процесс захвата их на глубоких поверхностных состояниях. Для квантовых точек, находящихся вблизи поверхности, роль диффузионных процессов становится несущественной, и пространственное разрешение, в принципе, может быть доведено до размеров волновой функции неосновных носителей на одной квантовой точке.

Эксперименты показали достаточно сильную зависимость величины фототока СТМ от интенсивности и длины волны возбуждающего света. На рис. 3.5 приведены спектры фототока гетероструктуры In_xGa_{1-x}As/GaAs с квантовой ямой,



Рис. 3.4. Вольт-амперные характеристики туннельного контакта к In_xGa_{1-x}As/GaAs структуре с проводимостью n-типа. Кривая 1 соответствует неосвещенному контакту. Кривая 2 получена при освещении образца излучением с длиной волны 910 нм.



Рис 3.5. Спектры фототока содержащих структурах, квантовую В яму In_xGa_{1-x}As/GaAs (а) и слой квантовых точек InAs/GaAs (б). Толщина покрывающего слоя GaAs составляет 250 320 соответственно. Кривые получены И HM 1 с помощью стандартной методики измерения фототока на макроконтактах (диаметром ~500 мкм). Кривые 2 получены посредством регистрации локального фотоотклика в СТМ.



Рис. 3.6. Нормированные спектральные зависимости фототока в структуре InAs/GaAs с квантовыми точками. Толщина покрывающего слоя – 320 нм. Кривая 1 получена при измерении фототока через планарные металлические контакты с характерным размером ~ 500 мкм. Кривые 2, 3 получены посредством регистрации локального фототока на туннельном контакте СТМ в разных точках поверхности структуры. Видно, что длинноволновый край СТМ спектров имеет различное положение в разных точках поверхности.

расположенной на глубине ~ 250 нм, и гетероструктуры, содержащей слой квантовых точек InAs в GaAs на глубине ~ 320 нм. СТМ - спектры сравнивались со спектрами, полученными с помощью стандартной методики измерения фототока через нанесенные на образец макроконтакты диаметром ~ 500 мкм [277]. Как показали эксперименты, спектры локального фототока, полученные на СТМ, имеют более резкий длинноволновый край, ответственный за поглощение на уровнях размерного квантования. Это может объясняться тем, что область, с которой собираются фотоносители на зонде СТМ, существенно меньше размеров макроконтактов, и следовательно, меньше степень размывания спектра из-за флуктуаций толщины и состава слоя $In_xGa_{1-x}As$. На рис. 3.6 приведены спектральные зависимости фототока в структурах InAs/GaAs с квантовыми точками, снятые в разных местах поверхности образца (кривые 2, 3). Наблюдается изменение положения длинноволнового края СТМ спектра в зависимости от места положения зонда на поверхности структуры.

Наряду со спектральными измерениями, проводились исследования неоднородности распределения величины фотоотклика по поверхности образцов. Для этого при сканировании образца с фотоподсветкой в каждой точке кадра петля обратной связи разрывалась, и записывалось значение тока в обратной ветви полупроводниковой характеристики. На рис. 3.7 приведено распределение интенсивности фотоотклика по поверхности образца для структуры с квантовой ямой, расположенной на глубине 250 нм. Темные области на рисунке которых фотоотклик соответствуют участкам структуры, в отсутствует. Эксперименты показали, что контраст, возникающий на таких изображениях, существенно зависит от подсветки образца. В качестве примера на рис. 3.7(г) приведено одно из таких изображений для структуры с квантовой ямой, показывающее, что контраст пропадает при выключении подсветки. Однако на формирование контраста может оказывать влияние как неоднородность квантовой ямы, так и локальная неоднородность электрических свойств покрывающего слоя, поэтому для корректной интерпретации получаемых изображений требуются дополнительные исследования морфологии и свойств покрывающего слоя.



Рис. 3.7. Распределение интенсивности фотоотклика по поверхности образца, содержащего квантовую яму на глубине 250 нм. (а) - размер кадра 2 × 2 мкм; (б) - размер кадра 1 × 1 мкм; (в) - размер кадра 0.5 × 0.5 мкм; (г) - распределение фотоотклика по поверхности образца при включенной и выключенной подсветке. Темная область в нижней части кадра соответствует сканированию поверхности при выключенной подсветке. Размер кадра 1 × 1 мкм.

Были проведены спектральные СТМ исследования фототока в структурах с квантовыми точками InAs/GaAs, выращенными вблизи поверхности образца. Для предотвращения окисления такие структуры погружались в вакуумное масло непосредственно после роста [166], так что спектры снимались с туннельного контакта, осуществляемого через масляную прослойку. Фототок регистрировался при напряжениях на туннельном промежутке ~ 1,5 В. Как показали АСМ исследования, морфология поверхности структур с тонким покрывающим слоем GaAs имеет ряд особенностей [277]. На рис. 3.8 приведены АСМ изображения поверхности двух образцов (Е430 и Е438) с квантовыми точками, выращенными вблизи поверхности, имеющих разную толщину покрывающего слоя GaAs. Квантовые точки без покрывающего слоя имели характерные латеральные размеры ~50 нм и среднюю высоту ~10 нм. При осаждении покрывающего слоя толщиной ~2 нм наблюдался преимущественный рост GaAs вблизи островков, так что зарощенные островки имели округлую форму с провалом на вершине и характерные латеральные размеры ~100 нм. По-видимому, такая форма островков обусловлена процессами поверхностной диффузии, поскольку островки являются стоком для адсорбированных на поверхности атомов. При увеличении толщины покрывающего слоя свыше 4 нм наблюдалось пропадание провалов на вершинах островков и сглаживание поверхностного рельефа. Поверхностная плотность островков составляла ~10¹⁰ см⁻². СТМ спектры фототока, полученные с этих образцов, приведены на рис. 3.9 (а, б). На таких образцах наблюдалась тонкая структура в длинноволновой части спектра фототока, связанная с уровнями размерного квантования в квантовых точках и в тонком смачивающем слое InAs. Данные спектры хорошо апроксимируются несколькими гауссовыми кривыми с максимумами, расположенными в точках, значения энергии которых в эВ приведены на рисунках. Как показывают расчеты, энергия межзонного перехода в смачивающем слое InAs (толщиной в один монослой) при комнатной температуре составляет 1,377 эВ, что хорошо согласуется со значением для второго пика в спектрах фотопроводимости обоих образцов. Первый пик с энергией ~ 1,397 эВ, по-видимому, обусловлен присутствием примеси углерода в GaAs МОГФЭ структуры. Его энергия соответствует переходу между акцепторным уровнем,


(a)

(B)

(б)



(г)

Рис. 3.8. АСМ изображения поверхности структуры InAs/GaAs с квантовыми точками, выращенными вблизи поверхности образцов.

(а) - образец Е 430, толщина покрывающего слоя GaAs – 1.5 нм;

(б) – увеличенное изображение участка поверхности, показанного квадратом на рисунке (а);

(в) (г) - образец Е 438, толщина покрывающего слоя GaAs - 2 нм.

(АСМ изображения любезно предоставлены Н.В.Востоковым.)



Рис. 3.9. (а) и (б) - СТМ спектры фототока в структурах с квантовыми точками InAs/GaAs, расположенными в приповерхностной области. Толщина покрывающего слоя для образца E430 (а) составляет 1,5 нм, для образца E438 (б) - 2 нм.



Рис. 3.10. (а) - СТМ спектры локального фототока в структурах InAs/GaAs с квантовыми точками вблизи поверхности при различных напряжениях на туннельном промежутке. Цифрами показаны значения энергий пиков в электронвольтах. (б) – схематическая зонная диаграмма структуры InAs/GaAs, показывающая смачивающий слой (WL), квантовую точку (QD) и покрывающий слой. Значения энергий переходов показаны цифрами.

расположенным на 26 мэВ выше потолка валентной зоны GaAs, и зоной проводимости. Оценки, проведенные на основании данных работ [280-283], показали, что энергии пиков в длинноволновой части спектров хорошо согласуются по порядку величин с энергиями переходов из возбужденных дырочных состояний в квантовой точке на электронные уровни в смачивающем слое и на уровни возбужденных электронных состояний в квантовой точке.

Было исследовано влияние электрического поля на положение И интенсивность пиков в СТМ спектрах фототока, соответствующих уровням размерного квантования. Спектральные зависимости локального фототока в структурах с квантовыми точками при различных напряжениях смещения на туннельном промежутке приведены на рис. 3.10. Можно отметить несколько особенностей полученных спектров. В коротковолновой части спектра ($\lambda \le 950$ нм) с ростом напряжения происходит рост интенсивности и уширение пиков. Иная ситуация наблюдается для спектральных составляющих в длинноволновой части спектра ($\lambda \ge 950$ нм), где с ростом напряжения интенсивность пиков спадает и одновременно происходит их размывание. Качественная диаграмма зонной структуры образца InAs/GaAs, показывающая переходы между состояниями в квантовой точке и в квантовой яме, соответствующей смачивающему слою, приведена на рис. 3.10 (б).

Увеличение локального фототока в коротковолновой области спектра и сдвиг пика с энергией 1,397 эВ в длинноволновую область спектра могут быть объяснены эффектом Франца - Келдыша для переходов из примесного состояния (обусловленного примесью углерода) в зону проводимости GaAs в верхнем слое, примыкающем к туннельному контакту, где электрические поля велики. При электрическом В облучении образца светом, сильном поле вследствие туннелирования носителей заряда происходит увеличение коэффициента поглощения в области энергий кванта, меньших энергии перехода [284]. Иначе электрическое поле влияет на интенсивность оптических переходов между локализованными состояниями. В сильном электрическом поле средние координаты электронных и дырочных локализованных состояний квантовой точки

смещаются в разные стороны, поэтому уменьшается интеграл перекрытия волновых функций начального и конечного состояний, а следовательно, и вероятность оптического перехода между ними. Кроме того, электрическое поле превращает локализованные состояния в делокализованные, поскольку появляется отличная от нуля вероятность туннельного перехода в состояния непрерывного спектра, в результате чего соответствующие линии поглощения уменьшаются и размываются. Размытие линии определяется временем туннелирования электрона из локализованного состояния в состояния непрерывного спектра. Из рис. 3.10 видно, что пики в области спектра, соответствующей переходам с участием локализованных состояний квантовых точек, уменьшаются и уширяются с ростом напряжения и практически пропадают при V = 3.5 В. Последнее обстоятельство, вероятно, означает, что при этом напряжении частота туннельного ухода с возбужденных состояний, участвующих в поглощении, становится сравнимой с величиной, равной энергии локализации, деленной на постоянную Планка, и состояния фактически перестают быть локализованными. Наиболее устойчивы к воздействию внешнего поля оказываются состояния в смачивающем слое. Это может объясняться малым падением напряжения на слое InAs вследствие его малой толшины.

Таким образом, с помощью СТМ с оптической подсветкой были исследованы спектральные зависимости и пространственное распределение локального фототока в полупроводниковых квантоворазмерных структурах In_xGa_{1-x}As/GaAs, расположенных на разной глубине относительно приповерхностной области пространственного заряда. Для квантовых точек InAs, расположенных вблизи поверхности образца в области пространственного заряда, получены спектры особенности, индивидуальным фототока, содержащие связанные с ИХ энергетическим спектром. Исследовано влияние электрического поля туннельного контакта между зондом и поверхностью образца на положение и интенсивность спектральных максимумов, соответствующих переходам носителей между уровнями размерного квантования в квантовых точках и смачивающем слое InAs.

3.3. Исследование локальной фотолюминесценции в гетероструктурах GaAs/InGaAs с квантовыми ямами

В настоящем разделе приводятся результаты исследований локальной неоднородности фотолюминесценции в структурах GaAs/InGaAs с квантовыми ямами, а также результаты экспериментов по локальному подавлению фотолюминесценции в таких структурах [А3, А4].

Эксперименты проводились на ближнепольном оптическом микроскопе, совмещенном со сканирующим туннельным микроскопом [А4, А5]. В качестве зонда использовалось адиабатически суженное одномодовое оптическое волокно, покрытое с боков слоем металла [102]. Апертура зондов, используемых в экспериментах по исследованию неоднородности фотолюминесценции, составляла ~ 1 мкм, что обеспечивало локальность фотовозбуждения, но при этом микроскоп работал не в ближнепольном режиме. Применение зондов с меньшей апертурой не улучшило бы пространственного разрешения (вследствие значительной диффузии фотоносителей в образце), но существенно уменьшило бы мощность возбуждающего излучения и, соответственно, мощность регистрируемого сигнала фотолюминесценции.

В качестве источника зондирующего излучения использовался аргоновый лазер ($\lambda = 0.514$ мкм), работающий в непрерывном режиме. При спектральных исследованиях излучение фотолюминесценции, прошедшее образец, через пучок направлялось МДР-23 многомодовых волокон на монохроматор И регистрировалось фотоэлектронным умножителем. В этом случае сам образец являлся фильтром для лазерного возбуждающего излучения, но был прозрачен для излучения из квантовой ямы. Измерения проводились при комнатной температуре. чувствительности Для увеличения интенсивность лазерного излучения модулировалась пьезомодулятором с частотой ~ 10 кГц, и при приеме фотолюминесцентного излучения синхронного использовалась схема детектирования.

Были исследованы две структуры: лазерная гетероструктура InGaP/GaAs/InGaAs/GaAs/InGaP (изготовленная в группе Б.Н.Звонкова, НИФТИ



Рис. 3.11. Пространственное распределение интегральной (по спектру) интенсивности фотолюминесценции гетероструктуры InGaP/GaAs/InGaAs/GaAs/InGaP. Размер кадра - 50 × 50 мкм. Кружками схематически показаны области, с которых снимались локальные спектральные зависимости интенсивности фотолюминесценции.



Интенсивность (отн. ед.)



Рис. 3.12. (а) - Схематическая зонная диаграмма лазерной гетероструктуры с InGaP волноводом. Толщины буферных слоев GaAs/InGaP составляют 8 нм, Толщины слоев GaAs, ограничивающих слой InGaAs, составляют ~ 0.1 мкм. (б) - Локальные спектры фотолюминесценции, снятые с областей образца соответствующих высокой и низкой интенсивности сигналов люминесценции (схематически показаны кружками на рис. 3.11).

ННГУ) и гетероструктура GaAs/InGaAs/GaAs (изготовлена в ИФМ РАН), активной областью которых являлись квантовые ямы In_{0.2}Ga_{0.8}As шириной ~ 10 нм и In_{0.22}Ga_{0.78}As шириной ~ 8 нм соответственно. Обе структуры были выращены на подложках (001) GaAs методом металлорганической газофазной эпитаксии и отличались наличием у одной из них ограничивающих слоев из InGaP толщиной ~0.3 МКМ, играющих роль диэлектрического волновода. Спектры фотолюминесценции обеих гетероструктур в области прозрачности GaAs имели интенсивные пики на длине волны ~ 980 нм, которые соответствуют излучению из квантовых ям InGaAs. На рис. 3.11 приведена карта интегральной интенсивности фотолюминесценции образца со слоями InGaP, полученная на сканирующем зондовом микроскопе. Поле обзора составляло 50 × 50 мкм. На рисунке отчетливо видны области различной интенсивности фотолюминесценции, которые вытянуты в одном направлении. Эти области имели поперечный размер около 15 мкм. Спектры фотолюминесценции, снятые в разных точках этих областей, не отличались по форме, хотя отличались по интенсивности (рис. 3.12). Они похожи на измеренный по обычной методике спектр фотолюминесценции при диаметре сфокусированного лазерного пучка на образце ~ 100 мкм. По-видимому, неоднородность свечения такой структуры связана с неоднородностью оптических свойств слоев InGaP. Исследования образцов без слоев InGaP показали высокую однородность сигнала фотолюминесценции по площади структуры.

Наряду с исследованиями фотолюминесцентных свойств, была изучена возможность локального гашения фотолюминесценции в структурах с InGaP слоями за счет стимулирования диффузии примеси с поверхности образца к люминесцирующему слою. С этой целью на поверхность образца наносился тонкий слой ~ 20 нм, содержащий смесь атомов Сг и С. Такой слой являлся полупрозрачным для падающего излучения, что позволяло контролировать результаты воздействия излучения непосредственно по интенсивности сигнала фотолюминесценции. Выбор примеси был обусловлен тем, что Сг образует центры безизлучательной рекомбинации в GaAs. Облучение образцов производилось интенсивным лазерным излучением через оптоволоконный зонд микроскопа с апертурой ~ 1 мкм. В качестве источника излучения использовался импульсный



Рис. 3.13. Карта интегральной интенсивности фотолюминесценции гетероструктуры InGaP/GaAs/InGaAs/GaAs/InGaP после модификации части образца. Размер кадра - 15 × 15 мкм. Апертура зонда ~ 1 мкм. Максимальной интенсивности фотолюминесценции соответствует белый цвет. В темной области кадра сигнал фотолюминесценции отсутствует.

ИАГ Nd³⁺ лазер, работающий в режиме второй гармоники ($\lambda = 532$ нм, частота импульсов - 8 кГц, длительность импульсов - 200 нс, средняя мощность до 2 Вт). Вначале при невысокой интенсивности оптического излучения выбирался участок структуры с относительно однородным распределением фотолюминесценции. Затем интенсивность лазерного излучения повышалась вплоть до пропадания сигнала ИК фотолюминесценции на приемном ФЭУ и с этой интенсивностью облучалась часть поверхности структуры в пределах кадра сканирования. Проведенные эксперименты показали, что существует порог по плотности мощности падающего излучения, при превышении которого происходит гашение фотолюминесценции. По оценкам, этот порог составлял ~ 10⁵ Bt/cm². На рис. 3.13 распределение интенсивности фотолюминесценции с приведено участка поверхности образца, часть которого была подвергнута модификации. В области обработки наблюдается полное гашение сигнала люминесценции. В принципе, данный метод может быть использован для создания люминесцентных структур сложной геометрии. Размер переходной области с пониженной интенсивностью фотолюминесценции на краю обработанного участка составляет ~ 2 мкм. Данный размер определяется, по-видимому, как апертурой зонда, так и процессами диффузии неравновесных носителей, для которых дефектная область является диффузионным Аналогичные эффекты стоком. снижения интенсивности люминесценции, обусловленные изменением концентрации фотоносителей, наблюдаются вблизи дефектов и границ травления в аналогичных структурах в областях приблизительно с теми же размерами [285].

Таким образом, с помощью сканирующего зондового микроскопа исследована неоднородность фотолюминесценции в полупроводниковых лазерных гетероструктурах на основе InGaAs/GaAs. Показано, что данный метод может использоваться для диагностики качества люминесцирующих гетероструктур. Исследована возможность локального гашения фотолюминесценции с помощью стимулируемой лазерным излучением диффузии атомов Cr с поверхности к люминесцирующему слою, что может быть использовано в технологии создания низкоразмерных объектов с различными оптическими свойствами.

3.4. Выводы

Таким образом, в четвертой главе приведены результаты исследований спектральных зависимостей и неоднородностей пространственного распределения локального фототока в полупроводниковых квантоворазмерных структурах с помощью сканирующего туннельного микроскопа с оптической подсветкой. Исследованы локальные CTM спектры фототока В гетероструктурах In_xGa_{1-x}As/GaAs с квантовыми ямами и квантовыми точками, расположенными на разной глубине относительно приповерхностной области пространственного заряда. Для квантовых точек InAs, расположенных вблизи поверхности образца в области пространственного заряда, получены спектры фототока, содержащие особенности, связанные с их индивидуальным энергетическим спектром. Исследовано влияние электрического поля туннельного контакта между зондом и поверхностью образца на положение и интенсивность спектральных максимумов в спектрах фототока структур с квантовыми точками. Трансформация спектра при увеличении напряжения на туннельном промежутке СТМ показывает, что спектры обусловленные содержат две компоненты фототока, объемными И локализованными состояниями электронов. Данные исследования позволили идентифицировать спектральные пики, обусловленные поглощением света на примесных состояниях в слое GaAs и соответствующие переходам электронов между уровнями размерного квантования в квантовых точках и в смачивающем слое InAs.

Методами зондовой микроскопии исследована пространственная неоднородность фотолюминесценции в лазерных гетероструктурах на основе InGaAs/GaAs с квантовыми ямами In_xGa_{1-x}As. Установлено, что сигнал фотолюминесценции структур с квантовыми ямами, расположенными внутри слоев InGaP, выполняющих роль диэлектрического волновода, имеет неоднородное распределение по поверхности образца. Спектральные исследования показали, что, по-видимому, неоднородность фотолюминесценции в таких структурах связана с неоднородностью оптических свойств волноводных слоев InGaP.

Показана возможность локального гашения фотолюминесценции в лазерных гетероструктурах, покрытых слоем Cr-C, при их облучении интенсивным лазерным излучением через оптоволоконный зонд сканирующего оптического микроскопа. Предполагается, что механизмом гашения люминесценции является термодиффузия атомов Cr с поверхности образца к люминесцирующему слою, что приводит к образованию центров безизлучательной рекомбинации фотоносителей в квантовой яме In_xGa_{1-x}As.

Глава 4. Магнитно-силовая микроскопия магнитных состояний в ферромагнитных наночастицах

В данной главе диссертационной работы представлены результаты МСМ состояний, исследований магнитных реализующихся В субмикронных ферромагнитных частицах эллиптической формы, состоящих из одного слоя Со, а также в многослойных частицах, состоящих из двух и трех слоев Со, разделенных изолирующими немагнитными прослойками [А16, А17, А20, А25, А28, А31, А35]. Интерес к ферромагнитным наночастицам обусловлен возможностью их применения в качестве среды для записи информации с высокой плотностью, а также для создания встроенных источников неоднородного магнитного поля [178-189]. Многослойные наночастицы имеют широкие перспективы применения в качестве структур с туннельным и гигантским магнитосопротивлением в приборах спинтроники, в основанных на новых принципах системах записи информации (MRAM – magnetic random access memory) [191, 286-289], а также в элементах гибридной магнитной логики [290-292]. Особый интерес вызывают многослойные частицы, содержащие три и более слоев ферромагнетика. В таких структурах возможна реализация неколлинеарных и некомпланарных распределений намагниченности, для которых в работах [293-297] предсказывается ряд интересных явлений, связанных со спинзависимым электронным транспортом.

4.1. Образцы и методика эксперимента

Упорядоченные массивы ферромагнитных наночастиц в виде дисков эллиптической формы с различными латеральными размерами и толщинами формировались посредством электронной литографии и ионного травления тонкопленочных структур на основе Со. Исходные слои поликристаллического Со приготавливались методом магнетронного напыления. В качестве подложек использовались полированные пластины Si. Толщины осажденных слоев контролировались методами рентгеновской рефлектометрии. Шероховатость поверхности подложек Si составляла (по данным ACM) 0,2-0,3 нм, а шероховатость поверхности пленок Со не превышала 2 нм. Магнитные свойства слоев Со контролировались методом магнитно-оптического эффекта Керра. Электронная

литография выполнялась на сканирующем электронном микроскопе "JEM-2000EX" ("Jeol" Company) с применением фуллеренового резиста и на микроскопе "SUPRA 50VP" ("Carl Zeiss" Company) с применением электронного резиста.

МСМ исследования образцов проводились на зондовых микроскопах "Solver P7LS", "Solver PRO" и "Solver HV". Возможные распределения намагниченности в субмикронных нанодисках Со рассчитывались с применением стандартного программного пакета "OOMMF" [298], а также с помощью разработанного в лаборатории математического моделирования ИФМ РАН программного пакета "SIMMAG". Модельные МСМ изображения (сдвиг фазы колебаний кантилевера под действием градиента магнитного поля образца) рассчитывались в приближении диполь-дипольного взаимодействия зонда и образца.

4.2. Вихревые состояния и состояния с однородной намагниченностью в наночастицах эллиптической формы

Распределение намагниченности в субмикронных частицах в значительной степени определяется их размерами и геометрической формой. Как показали МСМ исследования, частицы с латеральными размерами более 1 мкм имеют выраженную многодоменную структуру. На рис. 4.1, в качестве примера, приведено МСМ изображение частицы Со размерами 7000 × 5700 × 27 нм.



Рис. 4.1. (а) - МСМ изображение частицы Со размерами 7000 × 5700 × 27 нм. (б) - схема расположения доменов намагниченности внутри частицы.

Проведенные нами МСМ исследования также показали, что в субмикронных частицах Со с характерными латеральными размерами в диапазоне 400 ÷ 1000 нм и

 $20 \div 50$ высотой реализуются различные остаточной HM состояния намагниченности. Так, в эллиптических дисках Со размерами 1000×550×35 нм наблюдались сложные распределения МСМ контраста, состоящие из нескольких 4.2(a)). Проведенное светлых И темных полюсов (рис. компьютерное микромагнитное моделирование показало, что в частицах таких размеров возможно формирование многовихревых структур намагниченности. В частности, распределения МСМ контраста, указанные на рис. 4.2(а) стрелками, по-видимому, могут быть отождествлены с четырехвихревым состоянием. На рис. 4.2(б) приведены результаты микромагнитных расчетов распределения намагниченности в нанодисках Со таких размеров. Основным состоянием в таких частицах является четырехвихревое распределение намагниченности, причем симметрия этого состояния может быть различной в зависимости от направления завихренности магнитных вихрей. Модельное МСМ изображение четырехвихревого состояния (рис. 4.2(б)) показано на рис. 4.2(в). Симметрия модельного МСМ изображения совпадает с симметрией распределений МСМ контраста, указанного стрелками на рис. 4.2(а).



Рис. 4.2. (а) - Экспериментальное МСМ изображение дисков Со размером 1000×550×35 нм. Стрелками показаны частицы, имеющие 5 темных полюсов на распределении МСМ контраста. (б) - распределение намагниченности, соответствующее четырехвихревому состоянию. (в) - модельное МСМ изображение четырехвихревого состояния намагниченности в частице Со.

С уменьшением латеральных размеров частиц наблюдалось изменение их магнитного состояния. В частицах с размерами $900 \times 400 \times 35$ нм (аспектное отношение a = 9:4) были зарегистрированы трехвихревые состояния намагниченности (рис. 4.3).



Рис. 4.3. (а) - экспериментальное МСМ изображение частиц Со размером 900×400×35 нм. Стрелками показаны частицы, имеющие 4 темных полюса на распределении МСМ контраста. (б) - распределение намагниченности, соответствующее трехвихревому состоянию в частице Со. (в) - модельное МСМ изображение трехвихревого состояния намагниченности в частице Со.

На рис. 4.4 (а) показано МСМ изображение частиц Со 700 × 400 × 35 нм (а = 7:4). Симметрия МСМ изображений частиц соответствует двухвихревому состоянию намагниченности. На рис. 4.4 (б, в) представлены результаты моделирования распределения намагниченности и МСМ изображения для частицы, содержащей два магнитных вихря. Симметрия МСМ контраста двухвихревого состояния хорошо согласуется с экспериментальными МСМ изображениями. Различаются два типа состояний, отличающиеся направлением намагниченности в центральной части частицы.



Рис. 4.4. (a) - экспериментальное MCM изображение дисков Co размером $700 \times 400 \times 35$ нм. (б) – модельное распределение намагниченности, соответствующее двухвихревому состоянию в диске Co. (в) - модельное MCM изображение двухвихревого состояния намагниченности в частице Co.

В эллиптических дисках Со с латеральными размерами 400 × 600 нм (a = 3:2) наблюдались как состояния с однородной намагниченностью, так и одновихревые состояния [A17, A24, A28].



Рис. 4.5. (а) - экспериментальное МСМ изображение эллиптических дисков Со размером 600 × 400 × 27 нм. (б) - распределение намагниченности, соответствующее одновихревому состоянию в частице Со данных размеров. (в) - модельное МСМ изображение эллиптического магнитного вихря.

Экспериментальное МСМ изображение эллиптических частиц Со с вихревой структурой намагниченности приведено на рис. 4.5(а). Как показали наши экспериментальные исследования и микромагнитные расчеты, частицы Со с латеральными размерами 400 × 600 нм при толщине более 25 нм имеют вихревую структуру намагниченности, а при толщинах менее 25 нм основным является состояние с однородной намагниченностью, ориентированной вдоль длинной оси (рис. 4.6).



Рис. 4.6. (а) - экспериментальное МСМ изображение частиц Со размером 600×400×20 нм. (б) - распределение намагниченности, соответствующее однородному состоянию в частице Со. (в) - модельное МСМ изображение однородно намагниченной частицы.

Таким образом, проведенные MCM исследования показали, что в зависимости от латеральных размеров в тонких нанодисках Со могут быть реализованы различные состояния намагниченности.

4.3. МСМ исследования состояний намагниченности в двухслойных ферромагнитных наночастицах

Массивы субмикронных двухслойных ферромагнитных частиц в форме эллиптических дисков изготавливались в ИФМ РАН методами электронной литографии и ионного травления многослойных тонкопленочных структур. Исходная структура выращивалась на подложке Si методом магнетронного напыления и представляла собой два слоя Co, разделенные прослойкой из Si.

При исследовании магнитных состояний в двухслойных частицах особое изучению особенностей магнитостатического внимание нами уделялось взаимодействия между слоями ферромагнетика. Одной из задач было определение минимальной толщины прослойки кремния, при которой бы отсутствовало обменное взаимодействие между слоями Со. Проведенные исследования показали, что при выборе толщины прослойки Si менее 3 нм на МСМ изображениях частиц наблюдались сложные (трудно интерпретируемые) распределения МСМ контраста. В качестве примера, на рис. 4.7. приведено МСМ изображение образца, представляющего собой эллиптические частицы с латеральными размерами 400 × 250 нм, состоящие из двух слоев Со толщиной 15 нм каждый, разделенных прослойкой Si толщиной 2 нм.



Рис. 4.7. МСМ изображение частиц, состоящих из двух слоев Со с прослойкой Si. Латеральные размеры частиц 400 × 250 нм. Толщина каждого слоя Со - 15 нм, толщина прослойки Si - 2 нм. Рисунок (б) соответствует прямоугольной области, выделенной пунктиром на рисунке (а).

Однослойные частицы Со такой же формы (400×250×15 нм) демонстрировали МСМ контраст, соответствующий состоянию с однородным распределением намагниченности. На наш взгляд, МСМ изображения с сильно неоднородным распределением MCM контраста от таких двухслойных частиц обусловлены дефектностью (отсутствием сплошности) тонкой прослойки Si. Проколы в прослойке приводят к локальной обменной связи между ферромагнитными слоями и, как следствие, к формированию сильно неоднородной структуры намагниченности в частице.

При исследовании частиц с прослойкой Si толщиной 3 нм (с теми же латеральными размерами частиц и толщинами слоев Co) наблюдались регулярные MCM изображения, соответствующие однородному состоянию намагниченности в слоях Co. На рисунке 4.8. в качестве примера приведено MCM изображение двухслойных частиц с латеральными размерами 400 × 250 нм, толщиной слоев Co - 15 нм и толщиной прослойки Si - 3 нм.



Рис. 4.8. (а) - МСМ изображение двухслойных ферромагнитных частиц размером 400 × 250 нм, толщина каждого Со слоя - 15 нм, толщина - Si прослойки - 3 нм. (б) – распределение МСМ контраста вдоль линии, показанной пунктиром на рис. 4.8(а).

Как видно из приведенного МСМ изображения, все частицы демонстрируют двухполюсное распределение МСМ контраста, характерное для однородно намагниченного состояния. Однако на рис. 4.8(а) ясно различимы два сорта частиц, которым соответствует интенсивный и ослабленный МСМ контраст. При этом амплитуда МСМ отклика отличается приблизительно в два раза (рис. 4.8(б)). Отметим также, что расстояние между полюсами слабого МСМ отклика существенно меньше, чем между полюсами сильного МСМ отклика. Такие особенности МСМ изображений двухслойных эллиптических частиц имеют следующую простую интерпретацию (рис. 4.9). Распределение МСМ контраста с меньшей амплитудой соответствует антиферромагнитной упорядоченности магнитных моментов в слоях Со (вектора магнитных моментов в соседних слоях Со направлены в противоположные стороны - $\uparrow\downarrow$), распределение же с большей амплитудой свидетельствует о ферромагнитной упорядоченности магнитных моментов (вектора магнитных моментов в соседних Со слоях сонаправлены - 11).



Рис. 4.9. Соответствие МСМ контраста и упорядочения намагниченности в соседних слоях Со двухслойной частицы.

Проверить сформулированные предположения можно на простейшей модели формирования МСМ контраста от системы, состоящей из двух точечных диполей.



Рис. 4.10. Схемы расположения зонда и намагниченности слоев. (а) – зонд в виде точечного диполя над частицей, также представляющей собой точечный диполь; (б) - зонд над частицей с ферромагнитным упорядочением магнитных моментов; (в) - зонд над частицей с антиферромагнитным упорядочением магнитных моментов.

Будем считать, что зонд представляет собой точечный диполь, направленный по оси Z (рис. 4.10). Тогда нормированное распределение MCM контраста вдоль линии, проходящей через центр одиночного точечного диполя, определяется следующим выражением:

$$\Delta \varphi = \frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} = \frac{15xh(3x^2 - 4h^2)}{(x^2 + h^2)^{9/2}},$$
(4.1)

где *h* - высота прохода зонда над частицей (высота сканирования). Характерный вид распределения контраста приведен на рис. 4.11. При этом расстояние между полюсами MCM контраста для одиночного точечного диполя зависит только от высоты сканирования:

$$\Delta x \cong 0,62h . \tag{4.2}$$

Распределение МСМ контраста от системы из двух точечных диполей при ферромагнитном упорядочении (рис. 4.10(б)) записывается в виде

$$\Delta \varphi_{\uparrow\uparrow} = \frac{15xh(3x^2 - 4h^2)}{(x^2 + h^2)^{9/2}} + \frac{15x(h+d)(3x^2 - 4(h+d)^2)}{(x^2 + (h+d)^2)^{9/2}},$$
(4.3)

а при антиферромагнитном (рис. 4.10(в)) упорядочении

$$\Delta \varphi_{\uparrow\downarrow} = \frac{15xh(3x^2 - 4h^2)}{(x^2 + h^2)^{9/2}} - \frac{15x(h+d)(3x^2 - 4(h+d)^2)}{(x^2 + (h+d)^2)^{9/2}},$$
(4.4)

где *d* - расстояние между диполями вдоль оси *z*.



Рис. 4.11. Нормированное одномерное распределение МСМ контраста. (1) - МСМ контраст от одиночного диполя. (2) - МСМ контраст от системы из двух ферромагнитно упорядоченных диполей. (3) - МСМ контраст от системы из двух антиферромагнитно упорядоченных диполей. Параметры: h = 50 нм, d = 5 нм.

Вблизи максимума распределение (4.3) хорошо аппроксимируется параболой вида

$$\Delta \varphi_{\uparrow\uparrow} = \frac{0.76}{h^5} - \frac{7(x-h/3)^2}{h^7} + \frac{0.76x}{(h+d)^5} - \frac{7(x-(h+d)/3)^2}{(h+d)^7}.$$
(4.5)

Распределение контраста и аппроксимирующая парабола изображены на рис. 4.12. Соответственно, для антиферромагнитно упорядоченной системы аппроксимирующая парабола

$$\Delta \varphi_{\uparrow\downarrow} = \frac{0.76}{h^5} - \frac{7(x-h/3)^2}{h^7} - \frac{0.76x}{(h+d)^5} + \frac{7(x-(h+d)/3)^2}{(h+d)^7}.$$
(4.6)



Рис. 4.12. Аппроксимация нормированного распределения МСМ контраста от ферромагнитно упорядоченной системы двух точечных диполей, нормированной параболической зависимостью (4.5).

Параметры: h = 50 нм, d = 5 нм.

Из рис. 4.12 хорошо видно, что парабола (4.5) хорошо аппроксимирует распределение контраста (4.3) на начальном участке и вблизи максимума.

На основании выражений (4.5) и (4.6) нетрудно оценить расстояние между экстремумами в распределении контраста при ферромагнитном и антиферромагнитном упорядочении:

$$x_{\uparrow\uparrow}^{*} = \frac{2h(h+d)\left(h^{6} + (h+d)^{6}\right)}{3\left(h^{7} + (h+d)^{7}\right)},$$
(4.7)

$$x_{\uparrow\downarrow}^{*} = \frac{2h(h+d)(h^{6}-(h+d)^{6})}{3(h^{7}-(h+d)^{7})}.$$
(4.8)

При *d* << *h* на основании (4.7) и (4.8.) можно получить следующие оценки:

$$x_{\uparrow\uparrow}^* \cong \frac{2(2z+d)}{6}, \tag{4.9}$$

$$x_{\uparrow\downarrow}^* \cong \frac{2(2z+d)}{7}.$$
(4.10)

Отсюда видно, что отношение этих параметров $\beta = x_{\uparrow\uparrow}^* / x_{\uparrow\downarrow}^*$ составляет $\beta = 1,16$, что по порядку величины хорошо согласуется с наблюдаемым в эксперименте (см. рис. 4.8) значением $\beta = 1,24$.

Моделирование МСМ изображений от протяженных двухслойных эллиптических частиц также подтверждает сделанные выводы. На рис. 4.13 приведены модельные МСМ изображения частицы с латеральными размерами 400 × 250 нм, толщиной слоев Со - 15 нм и толщиной прослойки Si - 3 нм.



Рис. 4.13. Модельные МСМ изображения двухслойной частицы Co/Si в ферромагнитной (а) и антиферромагнитной (б) конфигурации.



Рис. 4.14. Вертикальные сечения распределений МСМ контраста, приведенных на рис. 4.13. Отношение расстояний между максимумами составляет $\beta = 1, 2$.

Как видно из рисунков 4.13 и 4.14, модельные распределения МСМ контраста от частиц в ферромагнитной ($\uparrow\uparrow$) и антиферромагнитной ($\uparrow\downarrow$) конфигурации хорошо согласуются с экспериментальными МСМ изображениями. При этом отношение расстояний между максимумами на модельных МСМ изображениях составляет $\beta = 1, 2$, что также хорошо согласуется со значением, наблюдающемся в эксперименте.

В заключение отметим, что МСМ исследования двухслойных субмикронных ферромагнитных частиц проводились также авторами работ [246, 299], однако в данных работах из-за небольшой толщины ферромагнитных слоев МСМ контраст частиц в $\uparrow \downarrow$ конфигурации был трудно различим на фоне вклада топографии поверхности в МСМ изображение.

4.4. Магнитно-силовая микроскопия трехслойных наночастиц

Интерес к многослойным магнитным наноструктурам обусловлен, в первую очередь, особенностями спинового транспорта в таких структурах, в частности эффектами магнетосопротивления [300-304]. Одной ИЗ привлекательных особенностей многослойных структур является возможность реализации в них распределений намагниченности В соседних неколлинеарных слоях. Неколлинеарные состояния реализуются в природе в доменных стенках [305, 306] и в некоторых кристаллах [307, 308]. Однако управление неколлинеарными состояниями в таких природных объектах затруднено. Поэтому реализация неколлинеарных состояний намагниченности в искусственных тонкопленочных структурах и наноструктурах на их основе имеет важное прикладное значение.

Кроме того, неколлинеарные (геликоидальные) состояния в тонкопленочных структурах могут трансформироваться в некомпланарные распределения намагниченности при приложении внешнего магнитного поля перпендикулярно ферромагнитным слоям. В этом случае рядом авторов предсказываются необычные оптические и транспортные свойства таких структур, связанные с некомпланарным распределением намагниченности [293, 296, 297].

В данном разделе приводятся результаты МСМ исследований многослойных субмикронных наночастиц, состоящих из трех слоев ферромагнетика, разделенных немагнитными прослойками [АЗ4]. Целью данных исследований являлась реализация неколлинеарного (геликоидального) распределения магнитных моментов в соседних слоях ферромагнетика в таких наноструктурах и идентификация данного геликоидального состояния методами магнитно-силовой микроскопии.

4.4.1. Геликоидальные состояния намагниченности в трехслойных наночастицах

Геликоидальное распределение намагниченности в многослойных наночастицах может быть получено за счет дальнодействующего магнитостатического взаимодействия между слоями. Как известно, в общем случае

величина и знак энергии магнитостатического взаимодействия между двумя однородно намагниченными частицами определяются взаимной ориентацией их магнитных моментов по отношению к оси, проходящей через центры этих частиц. В частности, для двух однодоменных круглых ферромагнитных дисков, разделенных немагнитной прослойкой, такое взаимодействие приводит к ферромагнитному упорядочению (рис. 4.15(а,б)).



Рис. 4.15. Магнитные состояния в многослойных наномагнитах: (a) – схематическое изображение магнитных полей рассеяния в двухслойной частице; (б) – равновесное распределение намагниченности в системе двух однодоменных нанодисков; (в) – коллинеарное антиферромагнитно упорядоченное состояние в трехслойном наномагните; (г) - неколлинеарное, геликоидальное распределение в трехслойном наномагните.

Добавление третьего слоя (рис. 4.15 (в, г)) приводит к некоторым особенностям в формировании магнитного состояния данной системы. Взаимодействие между соседними дисками навязывает антиферромагнитное упорядочение в трехслойном диске. Однако взаимодействие между крайними дисками (1) и (3) приводит к изменению ориентации магнитных моментов этих дисков и, как следствие, может приводить к формированию неколлинеарного состояния за счет разворота магнитных моментов в соседних слоях (рис. 4.15(г)).

Учитывая только магнитостатическое взаимодействие, энергия системы,

состоящей из трех однородно намагниченных круглых дисков, может быть представлена в виде

$$E = \varepsilon_{21} \cos \theta_{21} + \varepsilon_{23} \cos \theta_{23} + \varepsilon_{13} \cos \theta_{13}, \qquad (4.11)$$

где ε_{ij} (*i*, *j* = 1, 2, 3) – энергии взаимодействия между *i* и *j* дисками ($\varepsilon_{ij} > 0$); θ_{ij} - углы между направлениями магнитного момента в *i* и *j* диске (мы будем отсчитывать углы от направления магнитного момента среднего диска, обозначенного индексом 2 на рис. 4.15(г). Энергии ε_{ij} зависят от геометрических параметров дисков (диаметра и толщины) и от толщины изолирующей прослойки. В системе трех одинаковых дисков с одинаковыми толщинами прослоёк $\varepsilon_{21} = \varepsilon_{23} = \varepsilon$. В этом случае из выражения (4.11) следует, что минимум энергии реализуется для состояния $\theta_{21} = \theta_{23} = \theta$. Значение угла θ определяется одним из следующих уравнений:

$$\sin \theta = 0, \qquad (4.12)$$

$$\cos\theta = -\frac{\varepsilon}{2\varepsilon_{13}}.\tag{4.13}$$

Если энергия крайних дисков достаточно мала ($2\varepsilon_{13} < \varepsilon$), то в системе реализуется антиферромагнитно упорядоченное состояние ($\theta = \pi$). А если $2\varepsilon_{13} > \varepsilon$, то в системе реализуется неколлинеарное состояние.

В системе трех неодинаковых дисков $\varepsilon_{21} \neq \varepsilon_{23} \neq \varepsilon_{13}$. Обобщенная фазовая диаграмма состояний намагниченности в трехслойной частице представлена на рис. 4.16. В зависимости от соотношения между ε_{12} , ε_{23} и ε_{13} в системе могут реализовываться либо коллинеарные состояния, когда углы между направлениями намагниченности в соседних частицах равны 0 или π (области 1, 2 и 3), либо неколлинеарные состояния, когда намагниченности в соседних слоях направлены под углом друг к другу (область 4).

Линии, разделяющие области с различными состояниями на диаграмме 5.16, определяются уравнениями

$$\varepsilon_{23} = \frac{\varepsilon_{21}\varepsilon_{13}}{\varepsilon_{13} - \varepsilon_{21}}; \quad \varepsilon_{23} = \frac{\varepsilon_{21}\varepsilon_{13}}{\varepsilon_{21} - \varepsilon_{13}}; \quad \varepsilon_{23} = \frac{\varepsilon_{21}\varepsilon_{13}}{\varepsilon_{21} + \varepsilon_{13}}. \tag{4.14}$$

В неколлинеарном состоянии углы θ_{21} и θ_{23} определяются следующим образом:

$$Cos \theta_{21} = \frac{\varepsilon_{13}^2 \varepsilon_{23}^2 - \varepsilon_{21}^2 \varepsilon_{23}^2 - \varepsilon_{13}^2 \varepsilon_{21}^2}{2\varepsilon_{21}^2 \varepsilon_{23} \varepsilon_{13}},$$

$$Cos \theta_{23} = \frac{\varepsilon_{21}^2 \varepsilon_{13}^2 - \varepsilon_{21}^2 \varepsilon_{23}^2 - \varepsilon_{13}^2 \varepsilon_{23}^2}{2\varepsilon_{21} \varepsilon_{23}^2 \varepsilon_{13}}.$$
(4.15)

В частности, в точке пересечения асимптот (при $\varepsilon_{12} = \varepsilon_{23} = \varepsilon_{13}$) $\theta_{21} = 240^{\circ}$, $\theta_{23} = 120^{\circ}$ для "правого" геликоида и $\theta_{21} = 120^{\circ}$, $\theta_{23} = 240^{\circ}$ для "левого" геликоида. Заметим, что геликоидальные состояния дважды вырождены, т.е. "левые" и "правые" геликоиды обладают одинаковой магнитостатической энергией.



Рис. 4.16. Диаграмма состояний трехслойной частицы. Центральная область 4 (показана серым цветом) соответствует состояниям с неколлинеарной намагниченностью.

Аналитические оценки, основанные на минимизации магнитостатической энергии в трехслойной частице, хорошо согласуются с результатами компьютерного моделирования магнитного состояния трехслойных частиц на основе численного решения системы уравнений Ландау-Лифшица. Расхождения в значениях углов между направлениями магнитных моментов в соседних слоях Со, рассчитанных двумя методами, лежат в пределах 1-2%.

Таким образом, одним из главных факторов, определяющих существование неколлинеарного состояния в многослойной частице, является отношение энергий взаимодействия между ближайшими и следующими за ближайшими слоями ферромагнетика. Принимая во внимание цилиндрическую симметрию и

однородность намагниченности в каждом слое, можно записать энергию магнитостатического взаимодействия между двумя нанодисками в виде

$$\varepsilon_{ij}(|z_i - z_j|) = M_s V \langle H_{ij} \rangle , \qquad (4.16)$$

где M_s – намагниченность в насыщении, V – объем диска, z_i и z_j , - координаты центров диска *i* и диска *j* соответственно. $\langle H_{ij} \rangle$ - усредненная по объему диска продольная (параллельная направлению намагниченности) компонента магнитного поля, индуцированного диском *i* внутри диска *j*. В качестве примера, на рис. 4.17 приведена зависимость $\langle H_{ij} \rangle$ от расстояния $z_{ij} = |z_i - z_j|$ для дисков Со (M_s =1400 Г) диаметром 300 нм и высотой 5 нм, полученная на основании численных расчетов.



Рис. 4.17. Зависимость усредненной по объему диска продольной компоненты магнитного поля от расстояния между дисками *z*_{ii}.

Оценки показывают, что если слои Со разделены прослойкой 3 нм, то отношение $\varepsilon/\varepsilon_{13}$ приблизительно равно 1,25. Кроме того, для реализации на практике геликоидального распределения намагниченности в таких частицах необходимо, чтобы энергия анизотропии формы дисков Со была много меньше энергии их магнитостатического взаимодействия между собой. Для этого необходимо, чтобы эллиптичность формы удовлетворяла следующему условию: 0.8 < a/b < 1.2, где *a* и *b* - главные полуоси эллипса.

Таким образом, используя магнитостатическое взаимодействие между кобальтовыми дисками, можно получить геликоидальное состояние с углами,

близкими к $2\pi/3$. Кроме того, поскольку магнитостатическое взаимодействие достаточно сильное ($\varepsilon_{13} \sim 10^{-10} - 10^{-11}$ erg), то геликоидальное состояние должно быть стабильным при комнатной температуре.

4.4.2. Экспериментальные МСМ исследования трехслойных наночастиц

Исходные многослойные тонкопленочные структуры [Co/Si]×3 были выращены методом магнетронного напыления на подложках Si. Толщины слоев анализировались по данным рентгеновской рефлектометрии. Магнитные свойства многослойных структур исследовались магнито-оптическими методами (Керр эффект). Коэрцитивность ферромагнитных слоев Co не превосходила 20 Э. В качестве прослоек использовались слои Si. Из структур [Co/Si]×3 были изготовлены методами электронной литографии и ионного травления массивы частиц в форме круглых дисков диаметром 300 нм.

МСМ исследования многослойных дисков проводились на вакуумном микроскопе "Solver HV" в режиме постоянной высоты (constant height mode). В измерениях использовались кантилеверы NSG-11, покрытые слоем Со толщиной 20 нм (покрытие производилось в ИФМ РАН). Амплитуда колебаний кантилевера составляла величину порядка 30 нм, средняя высота сканирования составляла 50 - 60 нм. В качестве МСМ контраста регистрировался сдвиг фазы колебаний кантилевера. Измерения проводились в вакууме 10⁻³ Тогг, что позволяло на порядок увеличить добротность кантилевера и, тем самым, повысить чувствительность микроскопа.

Оптимальными, с точки зрения реализации геликоидального состояния с углами между магнитными моментами слоев $2\pi/3$, являются частицы, имеющие одинаковые толщины крайних слоев (рис. 4.18). Однако в МСМ исследованиях таких трехслойных дисков не удалось зарегистрировать каких-либо особенностей МСМ контраста, связанных с геликоидальным состоянием намагниченности. Экспериментальные МСМ изображения имели симметрию, соответствующую однородному состоянию намагниченности (рис. 4.19(а)). Это объясняется особенностями магнитного взаимодействия зонда и многослойной частицы. Верхний слой частицы дает наибольший вклад во взаимодействие зонд-частица,

который доминирует при формировании распределения МСМ контраста. Это также было проверено посредством компьютерного моделирования МСМ контраста от такой системы. На рис. 4.19(б) приведено соответствующее МСМ изображение, численно рассчитанное для частицы с равными толщинами крайних слоев Со.



Рис. 4.18. Схематическое изображение МСМ зонда над многослойной частицей; (а) - крайние слои Со имеют равную толщину; (б) - крайние слои Со имеют разную толщину.



Рис. 4.19. Распределение МСМ контраста от частицы с равными толщинами крайних слоев Со: (а) – экспериментальное МСМ изображение частицы диаметром 300 нм с толщинами слоев Со - 16, 11, 16 нм и с толщиной прослойки - 5 нм; (б) – модельное МСМ изображение для той же самой частицы.

Таким образом, структуры, оптимальные с точки зрения реализации геликоидального распределения намагниченности, оказываются неоптимальными, с точки зрения возможности регистрации геликоидального состояния методами МСМ. Для облегчения возможности наблюдения неколлинеарного состояния в трехслойной частице с помощью МСМ нами была предложена оптимальная структура частицы, в которой толщина слоев Со увеличивалась с увеличением расстояния между слоем и зондом. При этом вклады различных слоев в формирование МСМ контраста становятся примерно одинаковыми, и возможно наблюдение спирального МСМ контраста, соответствующего геликоидальному распределению намагниченности.

Расчеты показали, что структуры с толщинами слоев - Со 16, 11, 8 нм и толщиной Si прослоек - 3 нм имеют геликоидальное состояние с углами $\theta_{21} = 109^{\circ}$, $\theta_{23} = 257^{\circ}$ и являются весьма близкими к оптимальным, с точки зрения наблюдения спирального МСМ контраста. Модельное МСМ изображение такой частицы приведено на рис. 4.20(a). Как ясно видно, данное распределение MCM контраста обладает выраженной спиральной структурой. Экспериментальное MCM изображение от многослойного нанодиска с толщинами слоев Со 16, 11, 8 нм и толщиной Si прослойки 3 нм приведено на рис. 4.20(б). Как видно из сравнения рис. 4.20(а) и рис. 4.20(б), экспериментальное МСМ изображение частицы совпадает с модельным распределением МСМ контраста от геликоидального состояния намагниченности.



Рис. 4.20. (а) - модельное МСМ изображение трехслойной частицы с толщинами слоев Со 16, 11, 8 нм и толщиной Si прослоек 3 нм. (б) – экспериментальное МСМ изображение трехслойной частицы с толщинами слоев Со 16, 11, 8 нм и толщиной Si прослоек 3 нм. Пунктирные линии разделяют области с темным и светлым МСМ контрастом, для того чтобы подчеркнуть спиральную симметрию распределения МСМ контраста.



Рис. 4.21. МСМ изображение двух геликоидальных наномагнитов с противоположной киральностью. Размер кадра 1,8 × 1,8 мкм.

Левые и правые геликоиды обладают одинаковой магнитостатической энергией и реализуются в частицах с равной вероятностью. На рис. 4.21 показано экспериментальное МСМ изображение участка массива трехслойных частиц, демонстрирующее спиральный контраст разной закрученности, соответствующий различной киральности магнитных геликоидов.
4.5. Магнитно-силовая микроскопия слабокоэрцитивных

ферромагнитных наночастиц

Уменьшение размеров магнитных элементов является одной из основных тенденций развития современных систем магнитной записи информации. В связи с этим большую актуальность в последнее время приобретают исследования магнитного состояния малых ферромагнитных и суперпарамагнитных частиц методами магнитно-силовой микроскопии. В частности, одной из существенных проблем является регистрация и интерпретация МСМ контраста от таких объектов [309-312]. Формирование контраста в этом случае происходит в условиях сильного взаимодействия поля зонда и магнитного момента частицы, что затрудняет интерпретацию экспериментальных МСМ изображений.

В данном разделе приводятся результаты компьютерного моделирования и экспериментальных МСМ исследований особенностей формирования МСМ контраста от слабокоэрцитивных ферромагнитных частиц во внешнем магнитном поле [A31, A35].

4.5.1. Моделирование МСМ контраста слабокоэрцитивных частиц

При моделировании МСМ изображений слабокоэрцитивных наночастиц зонд представлялся в виде однородно намагниченного шара (рис. 4.22). Поле зонда H_t аппроксимировалось полем одиночного диполя [95, 96] с эффективным магнитным моментом $m_t = M_{st}V_t$ (M_{st} - намагниченность в насыщении материала зонда; V_t эффективный объем магнитного покрытия зонда, взаимодействующего с полем частицы). Анализ экспериментальных данных показывает, что характерный эффективный объем магнитного материала используемых нами зондов из Со ($M_{st} \sim 1400$ Гс) составляет величину порядка 1÷5 10⁵ нм³. В качестве слабокоэрцитивных частиц рассматривались частицы Со, имеющие форму шара диаметром 20 ÷ 50 нм и плоского круглого цилиндра с характерными латеральными размерами в диапазоне 20 ÷ 50 нм и толщиной 5-10 нм. Магнитный момент частицы $m_p = M_{sp}V_p$ (M_{sp} - намагниченность в насыщении материала

частицы, V_{0p} - объем частицы). В качестве модельных МСМ изображений рассчитывались распределения величины сдвига фазы колебаний кантилевера в магнитном поле образца:

$$\Delta \varphi = -\frac{Q}{K} \frac{\partial F_z}{\partial z}, \qquad (4.17)$$

где Q - добротность кантилевера, K - жесткость кантилевера, F_z – Z-компонента силы.



Рис. 4.22. Схематическое изображение МСМ зонда и слабокоэрцитивной частицы.

В расчетах предполагалось, что малая слабокоэрцитивная частица имеет однородное распределение намагниченности, а коэрцитивное поле частицы H_c существенно меньше поля зонда H_t ($H_c \ll H_t$). При таких условиях направление магнитного момента частицы полностью определяется внешним магнитным полем. Результаты расчетов МСМ контраста сферической частицы Со приведены на рис. 4.23.

Для сферической частицы величина МСМ контраста в максимуме в таком приближении определяется следующим выражением:

$$\Delta \varphi_{CK}^{*}(h) = \frac{2\pi^2 Q M_p d_p^3 M_t d_t^3}{3k h^5}, \qquad (4.18)$$

где d_p - диаметр частицы, d_t - эффективный диаметр магнитной области зонда, h - расстояние между центром сферического зонда и центром частицы (высота сканирования). График центрального поперечного сечения (рис. 4.23 (б)) пересекает ось X в точках $x = \pm 1.055 \cdot h$.



Рис. 4.23. Распределение МСМ контраста (а) и его центральное поперечное сечение (б), рассчитанные для сферической частицы Со.

По осям отложены
$$\eta = \frac{\Delta \varphi}{\Delta \varphi_{CK}^*}$$
 и $r = \frac{x}{h}$.

 $\varDelta \varphi^*_{\rm CK}$ - величина фазового контраста в максимуме.

Как видно из рис. 4.23 (а), фазовый магнитный контраст от малых сферических частиц имеет ту же симметрию, что и амплитудный tapping mode контраст, обусловленный Ван-дер-ваальсовым взаимодействием, что существенно затрудняет анализ и интерпретацию МСМ измерений. В такой ситуации приложение внешнего однородного магнитного поля H_{ex} в плоскости образца может помочь выделить вклад магнитного взаимодействия в формирование фазового контраста в МСМ измерениях. Действительно, проведенные расчеты показали, что во внешнем поле происходит трансформация магнитного контраста слабокоэрцитивной частицы, так что в сильном магнитном поле ($H_{ex} > H_t$) МСМ изображение соответствует изображению частицы, однородно намагниченной в плоскости образца (рис. 4.24).



Рис. 4.24. Распределение МСМ контраста, рассчитанное для сферической частицы Со диаметром 50 нм в сильном внешнем магнитном поле. Высота прохода зонда 50 нм.

Изменение распределения МСМ контраста слабокоэрцитивной частицы при увеличении внешнего магнитного поля показано на рис. 4.25.



Рис. 4.25. Изменение центрального поперечного сечения МСМ изображения слабокоэрцитивной сферической частицы при увеличении внешнего магнитного поля от 0 до ∞ . По осям отложены $\phi = \frac{\Delta \varphi}{\Delta \varphi_{\infty}}$ и $r = \frac{x}{h}$. $\Delta \varphi_{\infty}$ - величина контраста в

минимуме при бесконечном внешнем магнитном поле.

В бесконечно большом поле расстояние между минимумом и максимумом МСМ изображения частицы определяется по формуле (4.2) и составляет $\Delta x_{\infty} \approx 0,62h$. Важно отметить, что перераспределение магнитного контраста ΔK сферической частицы с увеличением внешнего магнитного поля происходит практически без уменьшения амплитуды контраста (рис. 4.26). Величина магнитного поля, при котором значение контраста в минимуме составляет 90% от значения $\Delta \varphi_{\infty}$ (минимум контраста в бесконечном магнитном поле), определяется

формулой $H_{0.9} = 11 \cdot \frac{M_t V_t}{h^3}$.



Рис. 4.26. Зависимость контраста МСМ изображения низкокоэрцитивной частицы от внешнего поля: 1 – зависимость величины минимума распределения контраста (по модулю), 2 – зависимость величины максимума контраста, 3 – разность между максимальным и минимальным значениями контраста.

Аналогичная ситуация наблюдается для частиц в форме круглых плоских дисков. В модельных расчетах предполагалось, что магнитный момент свободно вращается в плоскости диска. МСМ изображение таких частиц без внешнего поля имеет распределение контраста в виде кольца (рис. 4.27(а)). Во внешнем магнитном поле происходит перераспределение МСМ контраста, так что в сильном магнитном поле

МСМ изображение также соответствует МСМ изображению частицы, однородно намагниченной в плоскости образца (рис. 4.27(а-в)).



Рис. 4.27. Модельное распределение МСМ контраста от цилиндрической частицы Со диаметром 50 нм и высотой 20 нм во внешнем поле: (a) – H = 0; (б) – H = 0.5 кЭ; (в) – H = 5 кЭ. Направление поля показано стрелкой. Высота прохода зонда 50 нм.

4.5.2. Экспериментальные MCM исследования слабокоэрцитивных наночастиц Со

Упорядоченные массивы ферромагнитных наночастиц эллиптической формы с различным аспектным соотношением формировались посредством электронной литографии И ионного травления тонких пленок Co. Электронномикроскопические исследования и электронная литография выполнялись на растровом электронном микроскопе "JEOL – JEM 2000EX II". Исследования магнитного состояния частиц проводились с помощью многомодового микроскопа "Solver HV". В МСМ измерениях сканирующего ЗОНДОВОГО применялись магнитные зонды с Со покрытием, изготавливаемые в ИФМ РАН. MCM исследования массива наночастиц осуществлялись в constant height режиме. Амплитуда колебаний кантилевера составляла 30 нм. Высота прохода - 50-40 нм.

На рис. 4.28 приведено характерное электронно-микроскопическое (СЭМ) изображение (вид сверху в режиме вторичных электронов) участка массива частиц Со. СЭМ контраст в этом режиме подчеркивает края дисков [313]. Частицы

отличались по форме и имели разброс по размерам. Характерные латеральные размеры частиц составляли 50-70 нм. Высота частиц равнялась 20 нм.



Рис. 4.28. СЭМ изображение участка массива частиц (метка соответствует 1 мкм).



Рис. 4.29. МСМ изображение участка 5 × 5 мкм массива частиц Со. Квадратами отмечены характерные участки МСМ изображения. Размер кадра 4 × 4 мкм.

Характерное МСМ изображение массива частиц Со, полученное в constant height режиме приведено на рис. 4.29. Для реализации в одном эксперименте различных высот сканирования образец немного наклонялся по отношению к оси МСМ зонда. Заданный наклон достигался предварительной юстировкой опор головки МСМ и проверялся по АСМ сканированию поверхности. Таким образом, во время МСМ сканирования высота прохода зонда сокращалась от 70 нм в нижнем правом углу

(рис. 4.29) до 30 нм в верхнем левом углу, так что наибольшее взаимодействие зонда и образца реализовывалось в области (2).

Из рисунка 4.29 видно, что только часть частиц, имеющих форму вытянутого эллипса, демонстрируют МСМ контраст в виде двух полюсов, соответствующий состоянию однородной намагниченности в плоскости образца. Большинство же частиц массива имеют МСМ контраст сложной конфигурации. На рис. 4.30 (а) приведено МСМ изображение участка массива частиц (рис. 4.29 область 1), на котором видны особенности контраста (указаны стрелками), характерные для слабокоэрцитивных дисков, у которых магнитный момент следует за полем зонда, оставаясь в плоскости образца. Распределение МСМ контраста от таких частиц имеет кольцевую форму (модельное распределение приведено на рис. 4.30(б)).



Рис. 4.30. Экспериментальное (а) и модельное (б) кольцевые распределения МСМ контраста от круглых слабокоэрцитивных нанодисков (область 1 на рис. 4.29).

С уменьшением высоты сканирования степень влияния зонда на магнитный момент частицы возрастает и на МСМ изображении (область 2 на рис. 4.29) наблюдаются особенности в виде темных областей с гауссовым распределением контраста (рис. 4.31), связанные с тем, что величина магнитного поля зонда становится больше коэрцитивного поля (эффективного поля, обусловленного формой частицы в виде плоского кругового циллиндра), удерживающего магнитный момент частицы в плоскости диска. При этом магнитный момент

частицы поднимается из плоскости образца и полностью ориентируется полем МСМ зонда.



Рис. 4.31. (а) - МСМ изображение (соответствующее участку 2 на рис. 4.29) частиц Со в условиях сильного взаимодействия зонд-частица при малых высотах сканирования. Размер кадра - 0,9 × 1 мкм. (б) - поперечное сечение распределения МСМ контраста вдоль линии, показанной на рис. 4.31(а).

При наложении внешнего магнитного поля наблюдалась стабилизация магнитного момента слабокоэрцитивных частиц и характерная трансформация МСМ изображения. На рис. 4.32 представлены результаты *in situ* МСМ исследований трансформации кольцевого контраста во внешнем магнитном поле. Поле в диапазоне ± 600 Э прикладывалось в плоскости образца. На рис. 4.32 ясно видны различные фазы формирования биполярного контраста предсказанные в работе [A31]. С увеличением внешнего магнитного поля наблюдалась полная стабилизация магнитного момента дисков и их МСМ изображения соответствовали изображениям однородно намагниченных частиц (рис. 4.33).

Аналогичные эффекты стабилизации магнитного момента регистрировались наблюдались на всей площади образца (рис. 4.34), в том числе для частиц в области 3 (рис.4.29). При наложении внешнего магнитного поля $H_{ex} > H_t$ происходила полная перестройка их МСМ изображений.



Рис. 4.32. Эволюция кольцевого распределения МСМ контраста от слабокоэрцитивного нанодиска Со (показана темной стрелкой) во внешнем поле: (а) - внешнее поле H=0; (б) - H=250 Э; (в) - H=350 Э; (г)-(е) - соответствующие модельные МСМ изображения. Направление поля показано светлой стрелкой. Размер кадра на экспериментальных МСМ изображениях - 300×450 нм.



Рис. 4.33. Перераспределение кольцевого МСМ контраста от слабокоэрцитивных частиц во внешнем поле: (а) - внешнее поле H = 0; (б) - H = 300 Э; (в) - H = 360 Э. Размер кадра – 0.5×0.5 мкм.





Рис. 4.34. МСМ изображение участка частиц Со (участок 3 на рис. 4.29): (а) - без поля; (б) - во внешнем магнитном поле 360 Э (направление поля показано стрелкой). Размер кадра - 2 × 2 мкм.

4.6. Выводы

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

Показано, что в зависимости от толщины и латеральных размеров в субмикронных ферромагнитных частицах могут реализовываться как однородные, так и вихревые состояния намагниченности. Так, в частицах Со с размерами

 $1000 \times 550 \times 35$ нм обнаружены четырехвихревые состояния намагниченности. При уменьшении латеральных размеров частиц наблюдалось сокращение числа магнитных вихрей в структуре намагниченности. Так, в частицах с размерами $900 \times 400 \times 35$ нм экспериментально зарегистрированы трехвихревые состояния намагниченности. В частицах с размерами $700 \times 400 \times 35$ нм наблюдались двухвихревые состояния. Многовихревые состояния реализуются в виде правых и левых конфигураций, отличающихся направлением завихренности оболочки магнитного вихря. В частицах с размерами $600 \times 400 \times 30$ нм реализуются одновихревые состояния. В частицах с латеральными размерами менее 500 нм, вплоть до 50 нм (толщиной 20 нм и менее), реализуется однодоменное состояние с квазиоднородным распределением намагниченности.

Установлено, что в частицах с латеральными размерами 400×250 нм, состоящих из двух слоев Со толщиной 15 нм, разделенных прослойкой Si толщиной 3 нм, реализуются два устойчивых состояния с ферромагнитной ($\uparrow\uparrow$) и антиферромагнитной ($\uparrow\downarrow$) ориентацией магнитных моментов в соседних слоях Со.

Теоретически предсказано и экспериментально 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 Со с толщиной слоев 8 – 11 - 16 нм, разделенных прослойками Si толщиной 5 нм, экспериментально зарегистрировано спиральное распределение MCM контраста, соответствующее неколлинеарной конфигурации магнитных моментов.

Проведены МСМ исследования малых ферромагнитных частиц Со с характерными латеральными размерами 50-70 нм и высотой 20 нм. Предсказаны и экспериментально зарегистрированы гауссово и кольцевое распределения МСМ контраста, обусловленные сильным взаимодействием поля зонда с исследуемыми частицами. Показано, что наложение внешнего магнитного поля стабилизирует магнитный момент слабокоэрцитивных частиц, что приводит к характерному перераспределению контраста на МСМ изображениях.

Глава 5. Исследования индуцированных магнитным полем MCM зонда процессов перемагничивания ферромагнитных наночастиц

Исследования процессов перемагничивания ферромагнитных частиц под действием магнитного поля зонда магнитно-силового микроскопа актуальны со многих точек зрения. Во-первых, упорядоченные массивы наноразмерных ферромагнитных частиц общепризнанно рассматриваются как перспективная среда для магнитной записи информации со сверхвысокой плотностью [178-183, 186]. В связи с этим необходимо изучение механизмов перемагничивания отдельных наночастиц в локальных внешних магнитных полях [188, 189]. В этом случае магнитно-силовой микроскоп предоставляет уникальные возможности, поскольку, с одной стороны, ЗОНД MCM обладает значительными полями рассеяния, вызывающими эффекты перемагничивания, а с другой стороны, МСМ одновременно позволяет контролировать результаты такого локального воздействия. Во-вторых, упорядоченные массивы ферромагнитных наночастиц являются перспективными источниками встроенного сильно неоднородного магнитного поля, которое может влиять на транспортные свойства приборных структур на основе сверхпроводников и структур co спин-поляризованным током. Величина полей рассеяния ферромагнитных наночастиц определяется характеристиками материала, из которого изготовлены частицы (намагниченность насыщения), а также их геометрическими размерами и формой. Характерные масштабы неоднородности магнитных полей рассеяния зависят как от размеров частиц, так и от расстояния между ними и могут варьироваться от нескольких микрон до десятков нанометров [185, 186, 216, 314 -316]. Изменяя состояния намагниченности отдельных частиц в массиве, можно изменять величину и конфигурацию индуцированного массивом частиц магнитного поля. Особенно перспективными для создания таких источников магнитного поля обладающие несколькими метастабильными являются частицы, состояниями намагниченности различного типа (например, состояние с однородной намагниченностью и состояние с вихревым распределением намагниченности [217, 218, А17]). Переводя такую частицу из одного состояния намагниченности в другое, можно сильно модифицировать индуцированное ею магнитное поле и эффективно влиять на транспортные свойства гибридных структур. В настоящее время такие

источники магнитного поля уже успешно используются для управления свойствами различных чувствительных к магнитному полю структур [186, 190, 191].

Магнитно-силовая микроскопия с момента своего появления сразу стала применяться многими группами для исследования магнитных состояний ферромагнитных наночастиц [8, 46]. При этом рядом авторов отмечались эффекты локального перемагничивания частиц МСМ зондом [215, 230, 231] в случаях, когда магнитное поле МСМ зонда превосходило коэрцитивность исследуемых частиц. Так, например, были проведены эксперименты по инициации локальным полем МСМ зонда переходов между состояниями С однородной намагниченностью В эллиптических частицах Со во внешнем однородном перемагничивающем поле [231], обсуждались переходы ИЗ однородного В вихревое a также состояние намагниченности [215, 230] под действием поля МСМ зонда. Однако данные исследования носили эпизодический характер, и целый ряд проблем, связанных с влиянием поля зонда на распределение намагниченности в частицах (таких, как механизмы перемагничивания, возможность управлением знаком завихренности вихревого состояния и др.) не был затронут к моменту начала наших исследований в данном направлении.

В ланной главе диссертационной работы приводятся результаты систематических исследований индуцированных магнитным полем МСМ зонда процессов перемагничивания ферромагнитных наночастиц различной формы (в том числе частиц, состоящих из двух слоев ферромагнетика, разделенных немагнитной прослойкой) [A16, A17, A20, A22, A24, A28, A29, A32, A94]. Представлены результаты экспериментов, иллюстрирующих возможности применения конфигурируемых источников неоднородного магнитного поля на основе массивов наночастиц для управления транспортными свойствами Джозефсоновских контактов различной геометрии и микромостиков из магнитного полупроводника GaMnAs.

5.1. Влияние поля зонда магнитно-силового микроскопа на распределение намагниченности в исследуемых образцах

При исследовании образцов методами магнитно-силовой микроскопии обычно считается, что зонд микроскопа не меняет структуру намагниченности исследуемого

объекта. Однако в реальных МСМ изображениях часто наблюдаются артефакты, связанные с возмущающим влиянием поля зонда на намагниченность образца, в частности, разная интенсивность светлых и темных полюсов МСМ изображений [232, 317, 318]. частиц В настоящем однородно намагниченных параграфе рассмотрен эффект локального возмущения распределения теоретически намагниченности в тонком однородно намагниченном ферромагнитном образце под действием поля МСМ зонда и оценена величина дополнительного МСМ контраста, обусловленного этим возмущением [АЗ6, АЗ7].

На первом этапе было проведено компьютерное моделирование процессов взаимодействия однородно-намагниченного образца с МСМ зондом. Моделирование проводилось с помощью специализированного пакета программ SIMMAG на основе численного решения системы уравнений Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ) для намагниченности образца в поле зонда (программа разработана в ИФМ РАН). В расчетах зонд представлялся в виде однородно намагниченного вдоль оси Z шара (рис. 5.1) с эффективным магнитным моментом $m_t = M_{st}V_t$ (M_{st} - намагниченность в насыщении материала зонда; V_t - объем шара, равный эффективному объему взаимодействующей части зонда). Анализ экспериментальных данных показывает, что для используемых нами зондов эффективный объем V_t равен 1-5 10^5 нм³.



Рис. 5.1. Геометрия задачи.

В качестве образца рассматривалась тонкая ферромагнитная частица прямоугольной формы с размерами $1200 \times 600 \times 5$ нм. Предполагалось, что в начальном состоянии образец однородно намагничен, и намагниченность $\vec{M}_{\theta}(\vec{r})$ направлена вдоль оси Х. При возмущении модуль вектора намагниченности остается постоянным, а отклонение от невозмущенного состояния в каждой точке образца описывается двумя углами – полярным (θ) и азимутальным (φ). Результаты микромагнитных ЛЛГ расчетов распределения намагниченности для различных величин магнитного поля зонда представлены на рис. 5.2.



Рис. 5.2. Возмущение намагниченности в однородно намагниченном образце прямоугольной формы под действием поля зонда MCM: (a) - невозмущение состояние; (б) – возмущение в слабом поле; (в) – возмущение в сильном поле. Положение зонда над образцом показано темным кружком. Область возмущения выделена пунктиром. Положение антивихревой структуры намагниченности указано стрелкой.

Как видно из рис. 5.2.(б), в слабом поле зонда формируется область возмущения, в которой появляется z-компонента намагниченности, перпендикулярная плоскости образца, и вектора намагниченности частично разворачиваются по полю зонда. В сильном поле зонда (рис. 5.2(в)) намагниченность непосредственно под зондом выстраивается вдоль силовых линий поля, а в области, где зеемановская энергия взаимодействия по порядку величины равна энергии анизотропии, формируется состояние, называемое в литературе магнитным антивихрем [319] (показано на рис. 5.2(в) стрелкой).

Для нахождения параметров, характеризующих возмущенную область, решалась задача о перераспределении намагниченности в тонком однородно намагниченном ферромагнитном образце под действием слабого поля MCM зонда, которое апроксимировалось полем точечного магнитного диполя. Возмущенное состояние намагниченности в образце описывалось системой уравнений Эйлера для полярного и азимутального углов, полученной в результате варьирования функционала энергии, учитывающего обменную, магнитостатическую и зеемановскую энергии, а также энергию анизотропии.

В первом порядке теории возмущений система уравнений для полярного (*θ*) и азимутального (*φ*) углов, характеризующих направление локального вектора намагниченности, записывается следующим образом:

$$\begin{cases} \Delta \theta = \varepsilon_1 \frac{(2-\rho^2) - 3\rho \,\theta \sin \chi}{\left(1+\rho^2\right)^{5/2}} + \varepsilon_2 \theta \\ \Delta \varphi = \varepsilon_1 \frac{3\rho(\cos \chi - \varphi \sin \chi)}{\left(\rho^2 + 1\right)^{5/2}} + k'^2 \varphi \end{cases}, \tag{5.1}$$

где нормированные параметры, входящие в уравнения, определяются следующими выражениями:

$$k' = k / M_{sp} l_{ex}^{2},$$

$$\varepsilon_{l} = M_{st} V_{l} / M_{sp} l_{ex}^{2} h,$$

$$\varepsilon_{2} = 4\pi (h / l_{ex})^{2},$$

$$\rho = \rho / h.$$
(5.2)

Здесь k – константа анизотропии; V_t - объем зонда; h - высота зонда над пленкой; l_{ex} - обменная длина; M_{sp} и M_{st} - намагниченность насыщения материалов образца и зонда соответственно; ρ – модуль радиус-вектора, проведенного на плоскости из точки, находящейся непосредственно под зондом (рис. 5.1).

Решение для *θ*-компоненты возмущения распределения намагниченности может быть представлено в интегральном виде:

$$\theta(\rho) = \varepsilon_1 \varepsilon_2 \int_0^\infty \frac{s^2 exp(-s)}{\varepsilon_2^2 + s^2} J_0(s\rho) ds .$$
(5.3)

Здесь $J_0(s\rho)$ - функция Бесселя нулевого порядка. Характерный вид функции $\theta(\rho)$ показан на рис. 5.3(а). Величина θ - компоненты возмущения намагниченности в максимуме, при условии $\varepsilon_2 >> 1$, равна

$$\theta(0) = 2\varepsilon_1 = \frac{2M_{st}V_t}{M_{sp}l_{ex}^2h}.$$
(5.4.)

То есть, величина θ - компоненты возмущения распределения намагниченности зависит, в основном, от соотношения величин объема зонда, высоты расположения зонда над образцом и обменной длины материала пленки. На больших расстояниях от зонда θ - компонента намагниченности спадает пропорционально z – компоненте магнитного поля зонда и приближенно может быть записана в виде

$$\theta(\rho) = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2^{3/2}} \frac{(2-\rho^2)}{(1+\rho^2)^{5/2}} \,. \tag{5.5}$$

Решение для ϕ - компоненты возмущения также может быть представлено в интегральном виде:

$$\varphi(\rho,\chi) = -\varepsilon_1 \cos \chi \int_o^\infty \frac{s^2 \exp(-s)}{k'^2 + s^2} J_1(s\rho) ds \,.$$
(5.6)

Здесь $J_1(s\rho)$ - функция Бесселя первого порядка. Характерный вид функции $\varphi(\rho, \chi)$ показан на рис. 5.3(б). На малых расстояниях функция $\varphi(\rho, \chi)$ линейна и может быть описана законом

$$\varphi(\rho) = \frac{3\varepsilon_1 \rho \cos \chi}{k'^2}.$$
(5.7)

На больших расстояниях от зонда *φ* - компонента возмущения спадает пропорционально *ρ* - компоненте магнитного поля зонда:

$$\varphi(\rho) = \frac{3\varepsilon_1 \rho \cos \chi}{k'^2 (1+\rho^2)^{3/2}}.$$
(5.8)

Анализ решений показывает, что характерные латеральные размеры возмущенной области намагниченности образца определяются лишь высотой расположения зонда над объектом:

$$\Delta_{\theta}, \Delta_{\varphi} \sim h \,. \tag{5.9}$$

Было проведено сравнение распределений возмущенной намагниченности, рассчитанных по формулам (5.3) и (5.6), с теми же распределениями, полученными на основе численного ЛЛГ моделирования. Расчеты проводились для эллиптической частицы Со, малая и большая оси которой составляли 600 нм и 1200 нм соответственно, а толщина - 5 нм. Зонд представлялся однородно намагниченным шаром Со диаметром 50 нм, располагающимся на высоте 100 нм над поверхностью частицы. На рис. 5.3 приведены зависимости величины возмущения полярного (рис 5.3 (а)) и азимутального (рис 5.3 (б)) углов от расстояния ρ .

Как видно из рис. 5.3, наблюдается достаточно хорошее совпадение теоретических зависимостей, рассчитанных по формулам (5.3) и (5.6), и зависимостей, полученных в результате численного моделирования на основе решения системы уравнений ЛЛГ для намагниченности частицы в поле зонда.

Полученные решения (5.3) и (5.6) для возмущенного распределения намагниченности позволяют оценить искажения МСМ изображений, вносимые зондом. Известно, что фазовый контраст в магнитно-силовых измерениях пропорционален производной от *z* - компоненты силы взаимодействия зонда с образцом по координате *z*:

$$\Delta \Phi = -\frac{Q}{k} \frac{\partial F_z}{\partial z}.$$
(5.10)

Тогда абсолютная величина нормированной добавки к MCM контрасту $\Delta \phi$ может быть рассчитана следующим образом:

$$\Delta \phi = \frac{\partial^2}{\partial z^2} \int_{V_t} (\vec{M}\vec{H}) dV.$$
(5.11)

Добавка к MCM контрасту, обусловленная возмущением намагниченности по углу θ , и, как следствие, возникновением поверхностного магнитного заряда, равна:

$$\Delta\phi_{\theta} = 16\pi^2 M_{sp}^2 \varepsilon_1^2 \varepsilon_2 \int_0^\infty \frac{s^3 \exp(-2s\sqrt{\varepsilon_2})}{1+s^2} (1+4s\sqrt{\varepsilon_2}+2s^2\varepsilon_2) ds .$$
(5.12)



Рис. 5.3. Зависимости θ - (а) и φ - (б) компонент намагниченности от расстояния ρ в плоскости образца для эллиптической частицы Со с размерами $1200 \times 600 \times 5$ нм. Теоретические кривые, рассчитанные по формулам (1) и (2), показаны сплошной линией. Кривые, рассчитанные по данным численного микромагнитного ЛЛГ моделирования, обозначены точками.

В случае, когда $\varepsilon_2 >> 1$, дополнительный контраст $\Delta \phi_{\theta}$ (5.12) можно приближенно представить в виде:

$$\Delta\phi_{\theta} = \frac{57\pi^2 M_{sp}^2 \varepsilon_1^2}{2\varepsilon_2}.$$
(5.13)

Добавка к контрасту $\Delta \phi_{\varphi}$, обусловленная перераспределением намагниченности в плоскости образца и, как следствие, возникновением объемного заряда, равна:

$$\Delta\phi_{\varphi} = \frac{8\pi M_{sp}^2 \varepsilon_1^2}{\varepsilon_2} \int_0^{\infty} \frac{s^3 \exp(-2s)}{(k'^2 + s^2)^3} (3s^4 + 9s^2k'^2 + 10k'^4) ds \,. \tag{5.14}$$

В случае, когда k' >> l, добавка к величине МСМ контраста, обусловленная φ - компонентой возмущения, приближенно может быть представлена в виде:

$$\Delta\phi_{\varphi} = \frac{60\pi M_{sp}^2 \varepsilon_1^2}{\varepsilon_2 {k'}^2}.$$
(5.15)

Расчеты показывают, что при характерных параметрах, соответствующих параметрам проведения МСМ измерений, величины $k', \varepsilon_2 >> 1$, и добавка $\Delta \phi_{\varphi}$, обусловленная φ - компонентой возмущения, дает меньший вклад в контраст, чем добавка, обусловленная θ - компонентой. Действительно, отношение вкладов в МСМ контраст от различных компонент в этом случае равно

$$\frac{\Delta\phi_{\varphi}}{\Delta\phi_{\theta}} \approx \frac{2}{\pi k'^2} \ll 1.$$
(5.16)

По-видимому, наблюдаемая в эксперименте неравнозначность интенсивности светлых и темных полюсов на МСМ изображениях ферромагнитных наночастиц обусловлена именно θ - компонентой возмущения намагниченности. Для проверки этой гипотезы в лаборатории математического моделирования была написана позволяющая анализировать эффекты влияния поля зонда программа, на формирование МСМ контраста от ферромагнитных наночастиц. Алгоритм работы данной программы следующий. Для каждого положения зонда при сканировании над частицей решалась система уравнений ЛЛГ для намагниченности частицы в присутствии поля зонда и находилось возмущенное состояние. Затем по этому возмущенному состоянию намагниченности рассчитывался МСМ контраст в данной точке сканирования. В результате такого сканирования формировалось МСМ изображение частицы с учетом возмущения намагниченности полем зонда МСМ. В качестве примера, на рис. 5.4 приведены результаты компьютерного моделирования распределения МСМ контраста от вихревого распределения намагниченности с учетом влияния поля МСМ зонда.



Рис. 5.4. (а) – экспериментальное МСМ изображение магнитного вихря в эллиптической частице Со. (б) – модельное МСМ изображение магнитного вихря без учета возмущения намагниченности полем зонда. (в) – модельное МСМ изображение магнитного вихря с учетом влияния поля зонда.

Из рис. 5.4 видно, что на экспериментальном распределении МСМ контраста от магнитного вихря (рис. 5.4(а)) преобладают темные полюса, в то время как светлые полюса выражены слабо. Как показало компьютерное моделирование, учет возмущающего воздействия поля зонда на намагниченность вихревого состояния действительно приводит к формированию МСМ контраста с увеличенными темными полюсами.

Таким образом, в данном разделе в приближении слабого поля решена задача о возмущении распределения намагниченности в тонком ферромагнитном образце магнитно-силового микроскопа. Проведены расчеты зондом И численное моделирование процессов микромагнитное возмущения намагниченности В эллиптических частицах Со. Показано, что пространственные распределения намагниченности в Со, полученные возмущения частицах на основании аналитических решений (5.3.), (5.6) и с помощью микромагнитных расчетов, хорошо совпадают. Также показано, что наблюдаемые в МСМ измерениях артефакты, связанные с неоднозначностью темных и светлых полюсов на МСМ изображениях, по-видимому, обусловлены возмущением намагниченности образцов магнитным полем МСМ зонда.

5.2. 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 [216]. АСМ изображение участка одного из таких массивов показано на рис. 5.5. Как видно из приведенного АСМ 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 × 280 нм при толщине порядка 20 нм. Проведенное микромагнитное моделирование [298] магнитных состояний частиц с такими размерами, толщиной и формой показало, что для них наиболее энергетически выгодным является однородное состояние намагниченности.



Рис. 5.5. АСМ изображение пленки Fe-Cr после проведения интерференционной лазерной литографии.

Изготовленные методом интерференционной лазерной литографии массивы субмикронных частиц исследовались магнитооптическими методами, основанными

на эффекте Керра [320]. Гистерезисная петля, полученная таким методом, при приложении магнитного поля вдоль длинной оси частиц, имеет форму параллелограмма (рис. 5.6). Как видно из рисунка, остаточная намагниченность массива равна намагниченности в насыщении, коэрцитивность частиц составляет величину порядка 300 - 400 Гс.



Рис. 5.6. Петля гистерезиса массива субмикронных частиц Fe-Cr, полученная при приложении магнитного поля вдоль длинной оси частиц. (Рисунок любезно предоставлен Н.И.Полушкиным).



Рис. 5.7. МСМ изображение массива частиц Fe-Cr. Предварительно частицы были намагничены вдоль длинной оси.

МСМ измерения показали, что после намагничивания образца вдоль длинной оси частиц во внешних полях H > 10 кЭ, все частицы оказывались однородно намагниченными в одном направлении (рис. 5.7.).

MCM исследованиях массива частиц Fe-Cr При С использованием двухпроходного метода (tapping-lift mode) [46] на получаемых изображениях (рис. 5.8) был обнаружен ряд особенностей, связанных с изменением магнитного состояния частиц под действием поля 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 частиц максимально. На приведенных МСМ изображениях хорошо видно, что перемагничивание происходит в тот момент, когда МСМ зонд проходит над областью частицы, имеющей светлый МСМ контраст, что соответствует магнитному полюсу частицы, одноименному с полюсом МСМ зонда. Как видно из рисунка 5.8(a), некоторые частицы не изменили своего магнитного состояния в процессе сканирования МСМ зондом. Это означает, что величина магнитного поля используемого зонда была меньше коэрцитивной силы этих частиц. Использование зондов с большим магнитным моментом приводило к 100 % перемагничиванию всех частиц в массиве в двухпроходном (tapping-lift mode) режиме (рис. 5.8.(6)).

Для того чтобы избежать нежелательного влияния магнитного поля МСМ зонда на магнитное состояния частиц, исследования проводились при помощи неконтактной методики сканирования с постоянной высотой (constant height mode). При этом, уменьшая высоту сканирования над заранее выбранной частицей, удавалось осуществлять селективное перемагничивание одиночных частиц в массиве. Результаты такого индуцированного зондом МСМ селективного перемагничивания частиц FeCr приведены на рис. 5.9. Вначале на МСМ изображении массива (рис. 5.9(а)) выбиралась какая-либо частица, и размер кадра сканирования устанавливался в пределах этой частицы так, чтобы не возмущать соседние. Затем осуществлялось сканирование над данной частицей на малой высоте до тех пор, пока не происходило резкое изменение МСМ контраста. После этого вновь осуществлялось сканирование всего участка массива частиц на большой высоте с целью регистрации результатов локального перемагничивания.



Рис. 5.8. МСМ изображения массива частиц Fe-Cr, полученные при различных направлениях сканирования с использованием 2-х проходной (tapping-lift mode) МСМ методики. (а) - Направление сканирования совпадает с горизонтальной осью. (б) – МСМ изображение того же массива частиц, полученное с использованием зонда с большим магнитным моментом. Направление сканирования совпадает с вертикальной осью.



Рис. 5.9. Последовательные стадии перемагничивания одиночных частиц FeCr в массиве под действием поля MCM зонда при использовании однопроходной (constant height mode) MCM методики. Перемагничивание отдельных частиц осуществлялось посредством локального сканирования непосредственно над ними на малой высоте. (a)-(e) – последовательно зарегистрированные MCM изображения одного и того же участка массива частиц, после очередной процедуры перемагничивания.

Для того чтобы получить представление о процессах перемагничивания субмикронных частиц Fe-Cr под действием неоднородного магнитного поля МСМ было микромагнитное зонда, нами проведено моделирование процесса взаимодействия зонда с частицей [A22]. Моделирование выполнялось с помощью пакета SIMMAG, позволяющего рассчитывать программного распределение намагниченности в частицах посредством численного решения системы уравнений Ландау-Лифшица-Гильберта для намагниченности частицы с учетом влияния неоднородного поля МСМ зонда.

Проведенные расчеты показали, 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 5.10. Начальное состояние частицы соответствует состоянию с однородной намагниченностью (рис. 5.10 (а)). Затем к краю частицы подносится МСМ зонд, вектор магнитного момента которого направлен перпендикулярно плоскости рисунка (рис. 5.10 (б)). Хорошо видно, что распределение намагниченности внутри частицы испытывает возмущение под действием неоднородного поля зонда, при этом вектора намагниченности частицы вблизи зонда выстраиваются вдоль силовых линий его магнитного поля (рис. 5.10 (б)). При дальнейшем движении зонда (рис. 5.10 (в-г)) в правой части частицы формируется квазивихревое распределение намагниченности. При выходе МСМ зонда с противоположной стороны частицы (рис 5.10 (д)) небольшое возмущение намагниченности, вносимое зондом, остается. В тоже время направление векторов намагниченности в правой части частицы меняется на противоположное по отношению к начальному состоянию. Рисунок 5.10 (е) демонстрирует конечное состояние, соответствующее однородному состоянию с противоположным (по отношению к начальному) направлением намагниченности.

Для конфигурирования полей рассеяния, создаваемых массивами наночастиц, необходимо было разработать методику селективного перемагничивания отдельных наночастиц в массиве. В связи с этим были проведены тестовые эксперименты по управляемому селективному перемагничиванию частиц Fe-Cr. Эксперименты проводились по следующей схеме. Вначале осуществлялось сканирование участка массива частиц в бесконтактном (constant height mode) режиме. На полученном

изображении выбиралась частица, и затем производилось многократное сканирование только над выбранной частицей. При этом, в процессе сканирования, расстояние между МСМ зондом и верхней гранью частицы постепенно уменьшалось до тех пор, пока частица не изменяла свое состояние намагниченности, что фиксировалось по резкому изменению контраста в строке сканирования. После этого зонд отводился от образца на расстояние, исключающее повторное перемагничивание. На завершающем этапе производилось повторное сканирование того же участка массива на большой высоте для подтверждения факта перемагничивания частицы.



Рис. 5.10. Последовательные стадии процесса перемагничивания однородно намагниченной частицы Fe-Cr под действием неоднородного поля MCM зонда (зонд показан серым кружком).

На рисунке 5.11 приведены последовательные стадии эксперимента по перемагничиванию отдельных ферромагнитных частиц Fe-Cr [A22]. Непосредственно перед проведением этого эксперимента образец был намагничен в магнитном поле ~ 3 кГс, приложенном вдоль длинной оси частиц. Далее при помощи MCM зонда была

перемагничена одна частица (рис. 5. 11 (а)), затем вторая (рис. 5.11 (б)) и, наконец, третья (рис. 5.11 (в)). На заключительном этапе вторая частица была возвращена в начальное состояние. Таким образом, было показано, что при помощи МСМ зонда возможно контролируемое и обратимое перемагничивание частиц Fe-Cr.



Рис. 5.11. Последовательные стадии эксперимента по перемагничиванию субмикронных частиц Fe-Cr. Перемагниченные частицы отмечены кружками белого цвета.

Разработанный алгоритм перемагничивания применялся нами в дальнейшем для создания встроенных конфигурируемых источников сильно неоднородного поля на основе массивов ферромагнитных частиц. В качестве примера, на рис. 5.12 приведены результаты конфигурирования одномерной цепочки из восьми эллиптических частиц Со зондом МСМ.



Рис. 5.12. Перемагничивание цепочки из восьми эллиптических частиц Со зондом МСМ: (a) – МСМ изображение цепочки в исходном однородно намагниченном состоянии; (б) – МСМ изображение той же цепочки после конфигурирования состояния с антиферромагнитно упорядоченными магнитными моментами частиц. Размер МСМ кадров - 3,5 × 3,5 мкм.

Цепочка состояла из восьми частиц с латеральными размерами 300 × 150 нм и высотой 10 нм. Расстояние между частицами было равно 150 нм. Предварительно образец намагничивался в плоскости во внешнем однородном поле величиной 10 кЭ, так что все частицы оказывались однородно намагниченными в направлении внешнего поля (рис. 5.12(а)). Затем с помощью зонда МСМ в цепочке частиц было сконфигурировано состояние с антиферромагнитным упорядочением магнитных моментов (рис. 5.12(б)). В такой конфигурации среднее поле рассеяния от цепочки равно нулю. В дальнейшем цепочки таких частиц использовались для управления транспортным током в микромостиках на основе магнитного полупроводника Ga_{1-x}Mn_xAs.

5.3. Взаимодействие магнитного вихря с полем зонда магнитно-силового микроскопа

Как известно, в ферромагнитных наночастицах, имеющих форму круглого диска, латеральный размер L и толщина h которых больше некоторого критического значения: $L > L_c$, $h > h_c$ (для переходных металлов $L_c \sim 200$ нм, $h_c \sim 20$ нм), основному состоянию соответствует вихревое распределение намагниченности [101,321]. Особенностью этого распределения является существование центральной области (кора), намагниченность которой перпендикулярна плоскости частицы, и вихревой оболочки, которая может иметь положительную или отрицательную завихренность. Латеральный размер кора вихря определяется магнитной длиной $l = (A/M_{sn}^2)^{1/2} (A - A)^{1/2} (A)^{1/2} (A)^{1$ обменная константа, M_{sp} – магнитный момент насыщения материала частицы) и составляет ~ 10 нм. Экспериментально вихревые состояния (ВС) в ферромагнитных частицах наблюдались авторами работ [217, 233, 322]. Особую роль ВС играют в процессах перемагничивания ферромагнитных частиц во внешнем магнитном поле. Как было показано в [101, 321], перемагничивание может происходить не только за счет когерентного вращения намагниченности, но и посредством процессов зарождения и аннигиляции магнитного вихря на границе частицы. Теоретически процессы рождения, движения и аннигиляции вихря в однородном магнитном поле рассмотрены в работах [191, 323, 324]. Большой интерес представляет также исследование влияния неоднородных магнитных полей на ВС, в частности, поля зонда магнитно-силового микроскопа. Так, авторами работ [230, 231] наблюдались индуцированные MCM изменения направления намагниченности зондом однородного однодоменного состояния (OC) ферромагнитных частиц. Нами в работе [А16] впервые наблюдались обратимые переходы между вихревыми состояниями (ВС) и состояниями с однородной намагниченностью (ОС) в частицах кобальта, сопровождающиеся изменением знака завихренности оболочки магнитного вихря. В данном разделе проводится теоретический анализ взаимодействия магнитного вихря в наночастицах круглой формы с полем зонда магнитно-силового микроскопа [А26, A37].

5.3.1. Энергия взаимодействия магнитного вихря с полем точечного зонда

Взаимодействие магнитного поля MCM зонда с намагниченностью частицы описывается в общем случае энергией Зеемана:

$$W = -\int \vec{M}\vec{H} \ d^3r \,, \tag{5.17}$$

где $\vec{H}(\vec{r})$ - поле, создаваемое зондом; $\vec{M}(\vec{r})$ - распределение намагниченности в частице. Для описания ВС нами использовалась простая модель жесткого вихря, впервые предложенная в работах [206, 207]. В рамках этой модели компоненты вектора намагниченности в системе координат, связанной с центром вихря, имеют следующий вид:

1

$$\begin{cases}
M_x = -\sqrt{M_{sp}^2 - M_z^2} \sin \varphi \\
M_y = \sqrt{M_{sp}^2 - M_z^2} \cos \varphi \\
M_z = \begin{cases}
M_{sp}, \rho \le b \\
0, \rho > b.
\end{cases}$$
(5.18)

Здесь M_{sp} - намагниченность в насыщении материала частицы; *b* - радиус кора вихря; ρ - радиус-вектор в плоскости (*x*, *y*). Все компоненты намагниченности остаются неизменными при взаимодействии вихря с внешним полем.



Рис. 5.13. Модельное распределение (5.18) намагниченности в коре (а) и в оболочке (б) магнитного вихря.

Данная модель достаточно хорошо описывает поведение вихря при небольших смещениях от центра частицы [209]. При моделировании зонд МСМ представлялся в виде однородно намагниченного шара. Магнитное поле такого зонда является полем точечного диполя с эффективным магнитным моментом $m_t = M_{st}V_t$ (M_{st} - намагниченность в насыщении материала зонда; V_t – объем шара, равный эффективному объему магнитного покрытия зонда, взаимодействующего с полем частицы). В данном приближении поле зонда, намагниченного вдоль оси Z, может быть представлено в виде

$$\vec{H}(\vec{R}) = \frac{3m_t z_0}{R^5} \vec{R} + \frac{m_t}{R^3} \vec{k} \quad .$$
(5.19)

Принятые упрощения позволяют рассматривать отдельно взаимодействие зонда с кором и оболочкой вихря. Энергия взаимодействия зонда с кором магнитного вихря записывается в виде

$$W_{core} = -\int_{V_{core}} M_z H_z d^3 r .$$
(5.20)

В полярной системе координат, связанной с центром частицы (рис. 5.14.), выражение (5.20) принимает вид:

$$W_{core} = m_t M_{sp} h \int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{b} \left(\frac{2z_0^2 - r^2 - \rho^2}{(z_0^2 + r^2 + \rho^2 - 2r\rho Cos\varphi)^{5/2}} \right) \rho d\rho d\varphi , \qquad (5.21)$$

где r - расстояние от зонда до центра вихря, z_0 - высота зонда над частицей, интегрирование проводится по области кора.



Рис. 5.14. Расположение зонда (Р) и магнитного вихря (V) относительно частицы.



Рис. 5.15. Зависимость энергии Зеемана от расстояния между зондом и кором вихря; сплошная линия – для ориентации $\vec{m}_p \uparrow \uparrow \vec{M}_c$, пунктирная линия – для $\vec{m}_p \uparrow \downarrow \vec{M}_c$.

Градиент энергии Зеемана можно трактовать как эффективную силу, действующую на кор жесткого вихря со стороны магнитного поля:

$$\vec{F}_{core} = -\frac{\partial W_z}{\partial r} \vec{e}_r - \frac{1}{r} \frac{\partial W_z}{\partial \varphi} \vec{e}_{\varphi} - \frac{\partial W_z}{\partial z} \vec{e}_z \,.$$
(5.22)

Непосредственной подстановкой выражения (5.21) в (5.22) можно убедиться, что φ - и Z -компоненты силы тождественно равны нулю. То есть $\vec{F}_{core} \parallel \vec{r}$. На рис. 5.15 представлены результаты компьютерных расчетов энергии W_{core} для двух возможных ориентаций намагниченности кора \vec{M}_c и магнитного момента зонда \vec{m}_t : сонаправленной $\vec{m}_t \uparrow \uparrow \vec{M}_c$ и противонаправленной $\vec{m}_t \uparrow \downarrow \vec{M}_c$. Значение энергии в точке r = 0 определяется выражением

$$W_{0\,core} = -\frac{2\pi m_t M_{sp} b^2 h}{(z_0^2 + b^2)^{3/2}}.$$
(5.23)

Характерное расстояние между зондом и кором вихря, при котором энергия Зеемана равна нулю, $r \approx \sqrt{2}z_0$. Как видно, характер воздействия Z - компоненты поля зонда на

кор магнитного вихря существенно зависит от взаимной ориентации магнитного момента зонда и намагниченности кора. В случае $\vec{m}_t \uparrow \uparrow \vec{M}_c$ вихрь оказывается в потенциальной яме непосредственно под зондом МСМ, в то время как в случае $\vec{m}_t \uparrow \downarrow \vec{M}_c$ происходит отталкивание вихря от зонда.

При взаимодействии зонда с оболочкой магнитного вихря энергия Зеемана может быть записана следующим образом:

$$W_{shell} = -\int_{V_{shell}} (M_x H_x + M_y H_y) d^3 r.$$
 (5.24)

В полярных координатах выражение (5.24) принимает вид:

$$W_{shell} = \int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{R} \frac{3z_0 m_t M_{sp} h(s_y(x_0 + \rho Cos\varphi) - (s_x + x_0)\rho Sin\varphi)\rho d\rho d\varphi}{\sqrt{(R_0^2 + \rho^2 - 2\rho x_0 Cos\varphi)^5 (s^2 + \rho^2 - 2\rho (s_x Cos\varphi + s_y Sin\varphi))}}.$$
 (5.25)

Сила, действующая на оболочку вихря со стороны магнитного поля, может быть найдена как градиент энергии W_{shell} :

$$\vec{F}_{shell} = -\frac{\partial W_{shell}}{\partial s_x} \vec{i} - \frac{\partial W_{shell}}{\partial s_y} \vec{j} .$$
(5.26)

При малых смещениях вихря от центра частицы зависимость энергии Зеемана системы от координат s_x , s_y представляет собой плоскость, составляющую с осью s_y угол α :

$$tg\alpha = \left|\vec{F}_{shell}\right| = \int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{b} \frac{3z_0 m_t M_{sp} h(\rho \cos\varphi + x_0 \cos^2\varphi)}{(\rho^2 + x_0^2 + z_0^2 - 2\rho x_0 \cos\varphi)^{5/2}} d\rho d\varphi, \qquad (5.27)$$

так что сила \vec{F}_{shell} , при малых смещениях вихря от центра частицы, имеет только \vec{j} - компоненту, т.е. действует в направлении, перпендикулярном линии, соединяющей зонд и центр частицы. Результаты численного расчета зависимости энергии Зеемана магнитного вихря от компонент вектора смещения представлены на рис. 5.16.


Рис. 5.16. Зависимость энергии Зеемана от смещения вихря в частице диаметром 200 нм.

Таким образом, воздействие радиальной компоненты поля зонда на оболочку вихря качественно совпадает с воздействием однородного магнитного поля [209] и приводит лишь к поперечному смещению вихря как целого.

5.3.2. Компьютерное моделирование движения вихря в поле зонда

Проведено моделирование движения вихря в поле МСМ зонда на основе решения системы уравнений Ландау-Лифшица для намагниченности частицы (программа SIMMAG, разработанная в лаборатории математических методов и численного моделирования ИФМ РАН). Рассмотрено два случая взаимной ориентации Z - компонент намагниченности кора вихря и магнитного момента зонда (рис. 5.17, 5.18). Темным кружком на рисунках обозначено положение зонда, окружностью – положение кора вихря. В начальном состоянии зонд находится в центре и смещается к краю частицы вдоль горизонтальной оси. Результаты моделирования показывают, что в случае $\vec{m}_{t} \uparrow \uparrow \vec{M}_{c}$ вихрь смещается вслед за зондом, а также движется в перпендикулярном направлении (рис. 5.17 (а - г)). Движение вихря вслед за зондом обусловлено взаимодействием кора с Z - компонентой поля зонда. Смещение же в перпендикулярном направлении вызвано взаимодействием оболочки вихря с радиальной компонентой поля зонда.



Рис. 5.17. Изменение распределения намагниченности при движении зонда над

частицей в случае, когда $\vec{m}_{t} \uparrow \uparrow \vec{M}_{c}$.



Рис. 5.18. Изменение распределения намагниченности при движении зонда над частицей в случае, когда $\vec{m}_t \uparrow \downarrow \vec{M}_c$.

В случае $\vec{m}_t \uparrow \downarrow \vec{M}_c$ (рис. 5.18 (а - г)) вихрь вначале смещается в направлении, противоположном движению зонда, вследствие отталкивания кора полем зонда. Одновременно происходит движение вихря в перпендикулярном направлении из-за взаимодействия оболочки с полем зонда. По мере удаления зонда сила отталкивания, действующая на кор, уменьшается, и вихрь стремится вернуться в центр частицы (рис. 5.18 г).

В случае $\vec{m}_t \uparrow \downarrow \vec{M}_c$, когда Z-компонента поля зонда превышает некоторое коэрцитивное поле ($H_z > H_c$), может происходить изменение направления намагниченности кора вихря. Z - компонента поля для зонда в виде однородно намагниченного шара радиуса R равна

$$H_z = \frac{8\pi M_{st}}{3} \left(\frac{R}{z}\right)^3.$$
(5.28)

Оценки показывают, что поле вблизи кончика зонда из Со составляет величину порядка 11 кГс, что вполне достаточно для перемагничивания кора. На рис. 5.19 приведены результаты моделирования процесса перемагничивания кора вихря в неоднородном поле МСМ зонда. Моделирование проводилось для частицы Со диаметром R = 200 нм и высотой h = 20 нм. В исходном состоянии зонд находился на некоторой высоте точно над центром частицы (рис. 5.19 (a)) и затем опускался вниз вплоть до касания ее поверхности. При этом, вектора намагниченности в частице стремятся выстроиться вдоль силовых линий поля зонда (это сопровождается уменьшением энергии Зеемана системы), и вследствие этого оболочка магнитного вихря переходит из вихревого состояния (рис. 5.19(а)) в спиральное (рис. 5.19(б)). При дальнейшем сближении зонда и частицы направление намагниченности кора меняется на противоположное (рис. 5.19(в)). При отводе зонда частица возвращается в вихревое состояние, но уже с противоположным направлением намагниченности кора вихря (рис. 5.19(г)). Следует отметить, что перемагничивание кора ВС ферромагнитных наночастиц во внешнем однородном поле изучалось ранее в работе [322]. Однако внешнее однородное поле действует одновременно на все частицы. Предлагаемый нами способ перемагничивания кора зондом МСМ позволяет независимо контролировать состояние намагниченности в каждой частице массива.



Рис. 5.19. Результаты моделирования процесса перемагничивания кора вихря в поле MCM зонда.

В случае неточной установки зонда над центром частицы перемагничивание кора зондом МСМ осложняется выталкиванием вихря на периферию частицы. Однако, как показало моделирование, положение вихря вблизи центра частицы достаточно поскольку устойчиво, смещение вихря сопровождается увеличением магнитостатической энергии. Модельные расчеты показали, что при перемагничивании допустимое отклонение зонда от центра составляет до 10 % от радиуса частицы, что является приемлемым, с точки зрения экспериментального наблюдения данного явления.

5.4. Экспериментальные исследования индуцированных магнитным полем МСМ зонда переходов между однородным и вихревым состояниями намагниченности в эллиптических частицах Со

Как известно, состояние намагниченности ферромагнитных наночастиц существенно зависит от их геометрических размеров и формы. Например, для частиц в виде круглых дисков характер распределения намагниченности определятся толщиной и диаметром диска. В зависимости от этих параметров основное состояние субмикронного ферромагнитного диска может быть однородным, слабо неоднородным (так называемые С или S состояния), вихревым или, при достаточно большой толщине и диаметре, многодоменным [322, 325]. В ряде работ [215, 217, 218] экспериментально была показана возможность реализации либо состояний с однородной намагниченностью, либо вихревых состояний в эллиптических дисках субмикронного размера в зависимости от их геометрических параметров. Однако изменение типа состояния намагниченности в зависимости от размеров частицы не имеет характер резкого фазового перехода с четкой границей, разделяющей различные состояния. Существуют области геометрических параметров, в которых свободная энергии частицы имеет не один, а несколько минимумов, соответствующих различным конфигурациям намагниченности, так что ферромагнитная частица может обладать несколькими метастабильными состояниями. По-видимому, впервые на это обстоятельство было обращено внимание в нашей работе [А17]. Проведенные исследования показали, что в ферромагнитных частицах Со в форме эллиптических дисков с латеральными размерами 600 × 400 нм в области толщин 20-30 нм реализуются два метастабильных состояния – либо однородное распределение намагниченности, либо распределение в виде магнитного вихря. При увеличении толщины в данных частицах реализуется только вихревое состояние, а для частиц с меньшей толщиной характерно однородное состояние намагниченности. Наличие такой области метастабильности послужило основой для идеи управления направлением завихренности магнитного вихря с помощью неоднородного поля зонда магнитно-силового микроскопа [А16, А28].

С этой целью были проведены исследования индуцированных МСМ зондом переходов между однородным и одновихревым состояниями намагниченности. В экспериментах использовались эллиптические частицы Со размером 600 × 400 нм и толщиной 27 нм. На начальном этапе исследовались остаточные состояния в массиве частиц Со после намагничивания образца вдоль их длинной оси. На рисунке 5.20 приведено МСМ изображение участка массива частиц после намагничивания образца в магнитном поле ~ 3 кГс.



Рис. 5.20. МСМ изображение участка массива наночастиц Со размерами $600 \times 400 \times 27$ нм после намагничивания вдоль длинной оси в поле 3 кГс. Изображение получено в неконтактном (constant height mode) режиме.

Из рис. 5.20 хорошо видно, что частицы после намагничивания находятся в состоянии с однородной намагниченностью. Сканирование того же участка массива в двухпроходном (tapping-lift mode) режиме показало, что формирование МСМ изображения сопровождается эффектами перемагничивания частиц полем зонда. На рисунке 5.21 представлены МСМ изображение частиц, полученные в двухпроходной методике (рис. 5.21(а)) и в однопроходной constant height методике (рис. 5.21(б)).



Рис. 5.21. МСМ изображение (tapping-lift mode) массива частиц Со 600 × 400 × 27 нм: (а) - изображение в tapping-lift mode; (б) – изображение того же участка в constant height mode. На изображении (а) хорошо видны эффекты перемагничивания частиц полем МСМ зонда. Сканирование осуществлялось в направлении, параллельном длинной оси частиц (горизонтальная ось на рисунке). Размер МСМ кадров 4 × 4 мкм.

Из рисунка 5.21(а) видно, что в процессе tapping-lift mode сканирования происходят изменения магнитного состояния частиц, сопровождаемые резкими изменениями величины и характера МСМ контраста. Невозмущенное состояние тех же частиц соответствовало вихревому состоянию намагниченности (рис. 5.21(б)). На рис. 5.22 представлено увеличенное МСМ изображение частицы, полученное в двухпроходной методике. Сканирование осуществлялось в направлении слеванаправо и снизу-вверх. Сначала при сканировании частицы в области А (рис. 5.22) МСМ изображение имеет низкий контраст. Затем на границе областей А и Б происходит резкое изменение контраста, свидетельствующее о том, что частица переходит в магнитное состояние с однородной намагниченностью (область Б). Наконец, на границе областей Б и В происходит резкое снижение контраста.

Процесс перемагничивания частицы может быть интерпретирован следующим образом. В определенный момент при сканировании над центральной частью частицы (на границе АБ), происходит переход из начального вихревого состояния (на рис. 5.22 это соответствует магнитному вихрю с завихренностью против часовой стрелки) в состояние с однородной намагниченностью. При дальнейшем сканировании частица

вновь переходит (на границе БВ) из состояния с однородной намагниченностью в вихревое состояние (на рис. 5.22 это соответствует переходу в состояние с противоположной завихренностью магнитного вихря). Величина МСМ отклика вихревого состояния намагниченности в несколько раз меньше величины МСМ отклика однородного состояния намагниченности частицы, что объясняет скачки величины МСМ контраста при перемагничивании.



Рис. 5.22. МСМ изображение (tapping-lift mode) эллиптического диска Со. Видны резкие изменения МСМ контраста, сопровождающие перемагничивание частицы. Справа приведены МСМ изображения эллиптической частицы, соответствующие предполагаемым состояниям намагниченности в областях А, Б и В. Направление сканирования совпадает с горизонтальной осью рисунка.

Переходы из вихревого в однородное состояние и обратно сопровождаются сложной перестройкой намагниченности внутри частиц. На рисунке 5.23 представлены результаты ЛЛГ моделирования перехода между вихревым и однородным состояниями намагниченности. В качестве начального состояния было выбрано вихревое распределение намагниченности (рис. 5.23(а)). В модельном эксперименте МСМ зонд (вектор магнитного момента зонда направлен вверх перпендикулярно плоскости рисунка) двигался слева - направо по центральной области частицы вдоль

ее длинной оси. В тот момент, когда МСМ зонд подходит к границе частицы, распределение намагниченности претерпевает сильное возмущение, при этом кор вихря начинает смещаться из центра частицы к ее краю (рис. 5.23(б)). При дальнейшем движении зонда кор полностью выталкивается из частицы (рис. 5.23(в)), а намагниченность внутри частицы выстраивается, в основном, вдоль силовых линий поля зонда. Наконец, в результате прохода зонда над частицей в ней формируется однородное состояние намагниченности (рис. 5.23(г)).



Рис. 5.23. Последовательные стадии процесса перехода частицы Со из вихревого состояния в состояние с однородной намагниченностью при движении МСМ зонда над центральной областью частицы. Зонд изображен темным кружком, направление движения зонда показано стрелками.

Очевидно, что в зависимости от направления движения МСМ зонда (слева направо или наоборот) направление намагниченности в конечном состоянии будет различным. Данный факт подтверждается экспериментальными МСМ исследованиями, показавшими, что направление намагниченности индуцированного МСМ зондом однородного состояния зависит от направления сканирования (рис. 5.24).



Рис. 5.24. МСМ изображения (tapping-lift mode) участка массива частиц Со: (а) – сканирование осуществлялось слева – направо; (б) – сканирование осуществлялось справа – налево. Области с высоким МСМ контрастом соответствуют состояниям с однородной намагниченностью, при этом состояния на рис. Рисунки (а) и (б) демонстрируют индуцированное зондом формирование в частицах намагниченности с противоположной ориентацией.

Совершенно по другому сценарию происходит индуцированный МСМ зондом переход из состояния с однородной намагниченностью в вихревое состояние. В этом случае моделировалась ситуация, в которой зонд движется по краю однородно намагниченной частицы (рис. 5.25) вдоль длинной оси эллипса. В начальный момент распределение намагниченности частицы соответствует однородному (рис. 5.25(a)). В тот момент, когда МСМ зонд (показан на рисунке темным кружком, магнитный момент зонда направлен вверх перпендикулярно плоскости рисунка) подходит к краю частицы, ближайшие вектора намагниченности выстраиваются вдоль силовых линий

поля зонда (рис. 5.25(б)), создавая завихренность в ближайшей области частицы. При дальнейшем движении зонда намагниченность в частице претерпевает сильное возмущение и выстраивается вдоль края частицы, тем самым образуя зародыш вихревого состояния (рис. 5.25(в)). В определенный момент в складке намагниченности вблизи зонда формируется магнитный вихрь (рис. 5.25(г)), который впоследствии смещается к центру частицы. В результате, по окончании процесса сканирования в частице реализуется вихревое состояние намагниченности.



Рис. 5.25. Последовательные стадии процесса перемагничивания частицы Со при движении МСМ зонда по краю частицы. Положение зонда показано темным кружком. Направление движения зонда указано стрелкой.

В рассмотренном на рисунке 5.25 случае результатом прохода МСМ зонда вдоль нижнего края однородно намагниченной частицы является вихревое состояние с направлением завихренности по часовой стрелке. Очевидно, что если бы зонд двигался вдоль верхнего края частицы, то результатом было бы вихревое состояние с завихренностью против часовой стрелки. На практике такие индуцированные МСМ зондом управляемые переходы из состояния с однородной намагниченностью в вихревое состояние были нами применены для управления знаком завихренности оболочки магнитного вихря в эллиптических ферромагнитных частицах.

Идея экспериментов по изменению знака завихренности оболочки магнитного вихря с помощью зонда МСМ заключалась в следующем. Смена знака завихренности может быть произведена посредством двухстадийного процесса, в котором вначале производится переход из вихревого состояния с определенным направлением завихренности в однородное состояние, а затем посредством несимметричного сканирования МСМ зондом переход из однородного состояния в вихревое с противоположным направлением завихренности оболочки магнитного вихря.

Эксперименты проводились на частицах Со с размерами 600 × 400 × 27 нм. Последовательные стадии процесса изменения завихренности магнитного вихря под действием поля МСМ зонда представлены на рис. 5.26.



Рис. 5.26. МСМ изображения одного и того же участка массива частиц Со, полученные в процессе перемагничивания магнитного вихря зондом МСМ: (а) - исходное состояние. Центральная частица в состоянии BC⁺; (б) - МСМ изображение тех же частиц, полученное в процессе сканировании образца с переменной высотой; (в) - конечное состояние (частица в состоянии BC⁻). Размер кадров - 3 × 3 мкм.

В исходном состоянии центральная частица массива (рис. 5.26(а)) находится в состоянии BC⁺ (с правой завихренностью оболочки эллиптического вихря). Изображение на рис. 5.26(а) получено в бесконтактном (constant height mode) режиме при высоте сканирования $h_s = 50$ нм. Второе МСМ изображение (рис. 5.26(б)) получено следующим образом. Вначале сканирование участка массива осуществлялось на высоте $h_s = 50$ нм. Затем, как только зонд оказался над центральной частицей, расстояние между зондом и образцом h_s было уменьшено вручную до 15 нм (см. диаграмму рис. 5.27).



Рис. 5.27. Диаграмма изменения высоты сканирования в процессе перемагничивания магнитного вихря МСМ зондом. Изменение высоты на участках 1 и 2 соответствуют линиям 1 и 2 на рис. 5.26(б).

При уменьшении h_s был зафиксирован переход из вихревого состоянии в состояние с намагниченностью (BC⁺ \Rightarrow OC), сопровождающийся однородной резким увеличением МСМ контраста, после чего зонд вручную был поднят до $h_s = 50$ нм. Далее при сканировании в области между линиями 1 и 2 фиксировался МСМ контраст, соответствующий состоянию с однородной намагниченностью (рис. 5.26(б)). Затем на линии 2 зонд вновь был опущен на высоту $h_s = 15$ нм и после того, как был зафиксирован переход OC \Rightarrow BC, вновь поднят на h_s = 50 нм. После проведения этой процедуры участок повторно сканировался в в бесконтактном (constant height mode) режиме (рис. 5.26(в)). Как видно из рис. 5.25, в процессе процедуры перемагничивания центральная частица изменила направление завихренности оболочки вихря на противоположное.

Разработанный алгоритм перемагничивания ОС ⇒ ВС также применялся нами для создания встроенных конфигурируемых источников сильно неоднородного поля на основе массивов эллиптических ферромагнитных частиц. В качестве примера, на рис. 5.28 приведены результаты конфигурирования двумерного массива эллиптических частиц Со зондом МСМ.



Рис. 5.28. Перемагничивание участка массива эллиптических дисков Со зондом МСМ:. (а) – МСМ изображение массива в исходном однородно намагниченном состоянии. (б) – МСМ изображение того же массива после $OC \Rightarrow BC$ перемагничивания участка в центре. Размер кадра - 15 × 15 мкм.

Массив состоял из эллиптических дисков Со с латеральными размерами 300 × 600 нм и высотой 25 нм. Предварительно образец намагничивался в плоскости во внешнем поле 10 кЭ, так что все частицы оказывались однородно намагниченными вдоль длинной оси (рис. 5.28(а)). Затем с помощью зонда МСМ часть дисков в центре массива была переведена в вихревое состояние (рис. 5.28(б)). Таким образом, фактически поле в окружающем пространстве на модифицированной части массива выключалось, поскольку поля рассеяния от частиц в вихревом состоянии существенно меньше, чем от однородно намагниченных частиц.

5.5. Индуцированное зондом МСМ перемагничивание двухслойных ферромагнитных наночастиц

Нами были проведены экспериментальные исследования индуцированных зондом МСМ процессов перемагничивания многослойных нанодисков, состоящих из двух слоев Со, разделенных немагнитной прослойкой из Si [A94, A122, A135]. Массив эллиптических частиц с латеральными размерами 400 × 250 нм был изготовлен в ИФМ АН методами электронной литографии и ионного травления. Толщина слоев Со составляла 15 нм, толщина прослойки Si - 3 нм. Для проведения экспериментов нами были изготовлены специальные МСМ зонды, представляющие собой зондовые АСМ датчики NSG-11, покрытые слоем Со толщиной ~ 50 нм. Применение в данных экспериментах зондов с большим магнитным моментом позволяло эффективно воздействовать на состояние намагниченности частиц посредством изменения расстояния зонд-частица.

На рис. 5.29 приведены два МСМ изображения одного и того же участка массива частиц, полученные в бесконтактном (constant height mode) режиме с разными высотами сканирования. На МСМ изображении, полученном при средней высоте сканирования 60 нм (рис. 5.29(a)), отчетливо видны особенности в виде резкого локального изменения МСМ контраста, связанные с эффектами перемагничивания частиц. Направление сканирования на данном кадре совпадало с вертикальной осью. На приведенном МСМ изображении наблюдаются два типа индуцированных МСМ зондом переходов между различными состояниями намагниченности. Один из таких переходов (см. участки, помеченные меткой 1 на рис. 5.29 (а) и (б)) сопровождается понижением контраста МСМ отклика и является переходом из состояния с ферромагнитным упорядочением моментов в соседних слоях (↑↑ состояние) в состояние с антиферромагнитным упорядочением (↑↓ состояние). Второй тип перемагничивания (см. участки, помеченные меткой 2 на рис. 5.29 (а) и (б)) сопровождается только инвертированием МСМ отклика и связан с одновременным изменением направления магнитных моментов слоев, при этом частица находится в ↑↓ конфигурации. Амплитуда МСМ отклика при таком переходе остается постоянной.



Рис. 5.29. Последовательные МСМ изображения одного и того же участка массива двухслойных ферромагнитных частиц. Использовалась constant height mode, средняя высота сканирования: (а) – 60 нм, (б) – 80 нм.

Были проведены эксперименты по контролируемому перемагничиванию двухслойных частиц при помощи МСМ зонда. Непосредственно перед экспериментами образец был намагничен в магнитном поле 10 кГс в направлении, параллельном длинной оси частиц. МСМ изображение участка массива после предварительного намагничивания приведено на рис. 5.30 (а).



Рис. 5.30. Перемагничивание двухслойной MCM: частицы зондом $(\uparrow\uparrow)$ (a) начальное состояние с ферромагнитным упорядочением намагниченности соседних слоев; (б) _ центральная частица после перемагничивания находится в состоянии с антиферромагнитным упорядочением $(\uparrow\downarrow)$, причем направление магнитного момента верхнего слоя противоположно направлению магнитных моментов остальных частиц (контраст рисунка увеличен для лучшего представления центральной частицы).



Рис. 5.31. Профили распределения МСМ контраста вдоль сечений МСМ изображений, приведенных на рис. 5.30 (а) и (б) соответственно.

Как видно из рисунка 5.30(а), вначале все элементы массива находятся в состоянии с ферромагнитным упорядочением магнитных моментов ($\uparrow\uparrow$). В эксперименте центральная частица на данном участке массива была переведена из $\uparrow\uparrow$ в $\uparrow\downarrow$ состояние. С этой целью применялось сканирование на малой высоте (50 нм) в направлении, перпендикулярном направлению магнитного момента частицы (рис. 5.32).



Рис. 5.32. МСМ изображение центральной частицы Co/Si/Co массива (рис. 5.30(а)) в процессе перемагничивания зондом МСМ. Момент резкого переключения МСМ контраста показан стрелкой.

Из рис. 5.32 видно, что перемагничивание частицы происходит именно в тот момент, когда зонд движется над светлым полюсом МСМ изображения частицы, так же, как это наблюдалось ранее при перемагничивании однослойных частиц. После скачка МСМ контраста процесс перемагничивания был прекращен, зонд поднят на высоту 80 нм и произведено повторное сканирование участка массива частиц. Результат перемагничивания представлен на рис. 5.30 (б). Видно, что величина МСМ контраста в области центральной частицы уменьшилась и сменилась ориентация полюсов МСМ изображения частицы. Кроме того, из сравнения профилей распределения МСМ контраста, приведенных на рис. 5.31 (а) и (б) видно, что уменьшилось расстояние между полюсами МСМ изображения данной частицы. Все это однозначно свидетельствует о том, что частица перешла в ↑↓ состояние.

Также было проведено повторное перемагничивание центральной частицы в ↑↓ состоянии зондом МСМ. При этом наблюдалось инвертирование МСМ контраста от данной частицы без изменения его амплитуды. Это свидетельствует об одновременном перемагничивании верхнего и нижнего ферромагнитных слоев, так что направление магнитных моментов в обоих слоях меняется на противоположное (рис. 5.33 (б)).



Рис. 5.33. Перемагничивание двухслойной частицы зондом МСМ: (а) – начальное состояние массива с ферромагнитным упорядочением (↑↑) намагниченности соседних слоев; (б) – МСМ изображение массива частиц после повторного перемагничивания центральной частицы. Данная частица находится в ↑↓ состоянии, причем направление магнитного момента верхнего слоя совпадает с направлением намагниченности остальных частиц (контраст рисунка увеличен для лучшего представления центральной частицы).



Рис. 5.34. Результаты ЛЛГ моделирования процесса перемагничивания двухслойной частицы зондом MCM.

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 слоями нижний слой также изменяет направление вектора намагниченности на противоположное вслед за верхним.

Нами было проведено компьютерное ЛЛГ моделирование процессов МСМ перемагничивания двухслойных частиц. На рисунке 5.34(а-е) представлены результаты моделирования для двухслойной частицы, находящейся в начальном состоянии с ферромагнитной упорядоченностью намагниченности. Нижний слой представлен рисунками, расположенными слева, а верхний слой - расположенными справа. В исходном состоянии оба слоя имеют сонаправленные однородные распределения намагниченности (рис. 5.34(a)). Затем зонд в виде однородно намагниченного шара помещается вблизи края верхней частицы (рис. 5.34(б)). При этом намагниченность верхнего слоя частично перераспределяется и ориентируется вдоль поля зонда. При этом намагниченность нижнего слоя также частично перераспределяется, но в меньшей степени. При прохождении зонда над верхним слоем в нем формируется квазивихревое состояние со спиральным распределением намагниченности (рис. 5.34(в)), аналогичное распределению в однослойной частице (рис. 5.10). Наконец, на финальных стадиях (рис. 5.34(г,д,е)) намагниченность верхнего слоя разворачивается в противоположную сторону, в то время как намагниченность нижнего слоя остается в прежнем направлении.

Иная ситуация наблюдается при МСМ перемагничивании двухслойной частицы, находящейся В начальном состоянии с антиферромагнитной упорядоченностью намагниченности. Результаты ЛЛГ моделирования процесса МСМ перемагничивания такой частицы представлены на рисунке 5.35(а-е): слева показаны состояния нижнего слоя, справа верхнего слоя. Начальные стадии перемагничивания (рис. 5.35(а-в)) аналогичны соответствующим стадиям перемагничивания частицы с ферромагнитной упорядоченностью. Под действием поля зонда в верхней частице формируется квази-вихревое состояние со спиральным распределением намагниченности (рис. 5.35(в)).



Рис. 5.35. Результаты ЛЛГ моделирования процесса перемагничивания двухслойной частицы зондом MCM.

Однако на финальных стадиях, когда зонд выходит из области над частицей (рис. 5.35(г-е)), происходит крупномасштабное возмущение намагниченности нижнего слоя вследствие сильного магнитостатического взаимодействия с верхним, и в итоге в частице наблюдается переориентация магнитных моментов обоих слоев (рис. 5.35(е)).

Таким образом, ЛЛГ моделирование показывает, что переориентация магнитных моментов слоев в двухслойной частице происходит посредством сложных процессов через сильно неоднородные состояния.

5.6. Применение МСМ методик перемагничивания ферромагнитных наночастиц для управления транспортными свойствами магниточувствительных структур

В данном параграфе в качестве иллюстрации приведены результаты применения разработанных нами методик перемагничивания для создания конфигурируемых источников сильно неоднородного магнитного поля. В качестве примера, кратко описаны результаты экспериментов, проведенных в ИФМ РАН, по изучению влияния неоднородного магнитного поля массива ферромагнитных наночастиц на транспортные свойства структур ферромагнетик/сверхпроводник с торцевыми и планарными джозефсоновскими контактами (С.Н.Вдовичев и др. [190, 326]), а также структур ферромагнетик/полупроводник ([А23, А30]).

Авторами работы [190] были проведены эксперименты по исследованию влияния неоднородного магнитного поля системы ферромагнитных частиц на транспортные свойства торцевых и планарных джозефсоновских контактов. 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 как однородные, так И вихревые состояния намагниченности [А17, А94]. Однородно намагниченная частица создает в окружающем пространстве достаточно большие (до сотен эрстед) магнитные поля рассеяния. Частицы же с вихревым распределением намагниченности практически не создают полей рассеяния. Таким образом, посредством индуцированного зондом МСМ перемагничивания можно изменять структуру магнитного поля массива частиц, что позволяет эффективно управлять транспортными свойствами джозефсоновского контакта.

На рис. 5.36 приведено ACM изображение одного из торцевых джозефсоновских контактов (Nb / SiN_x / Nb) с изготовленной на нем цепочкой ферромагнитных частиц, расположенной в непосредственной близости от области перехода. Метод изготовления данных торцевых контактов подробно изложен в [326]. Латеральные размеры ферромагнитных частиц составляли 600×400 нм, толщина - 27 нм. Длинная ось частиц направлена перпендикулярно джозефсоновскому переходу (рис. 5.36).



Рис. 5.36. ACM изображение торцевого джозефсоновского контакта с одномерным массивом эллиптических наночастиц Со. Из работы [190].

В эксперименте измерялась зависимость критического тока контакта от внешнего магнитного поля, перпендикулярного плоскости образца *I_c*(*H*). Измерения проводились при температуре Т = 4.2 К (критическая температура сверхпроводящего перехода в ниобии ~ 9К). На рисунке 5.37 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, а оставшиеся две частицы находятся в вихревом состоянии - (б). Конфигурация намагниченности магнитных моментов частиц, приведенная на рис. 5.37(б) получалась путем приложения сильного магнитного поля вдоль длинной оси частиц. Антиферромагнитная конфигурация намагниченности (рис. 5.37(а)) была получена при помощи описанных выше методик перемагничивания. Подчеркнем, что такую антиферромагнитную конфигурацию магнитных моментов можно получить только в результате локального неоднородного воздействия МСМ зондом на отдельные частицы в цепочке.

Как видно из рисунка 5.37(б), 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). Оценки среднего магнитного поля, приведенные в работе [190], показывают, что однородно намагниченная частица создает в области перехода поле ~ 100 Э. Если частицы намагничены в антиферромагнитном порядке, то эффект среднего поля не наблюдается (рис. 5.37 (а)).



Рис. 5.37. (а) – Зависимость $I_c(H)$ для джозефсоновского контакта при среднем поле цепочки магнитных наночастиц, равном нулю. (б) - Зависимость $I_c(H)$ при среднем поле цепочки частиц, отличном от нуля. Из работы [190].

В рамках простой модели джозефсоновского перехода с ферромагнитными частицами, в приближении синусоидальной токо - фазовой зависимости, вид $I_c(H)$ определяется выражением [327, 328]:

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

где $\varphi_{ext}+\varphi_p$ – джозефсоновская разность фаз; φ_{ext} – разность фаз, индуцированная внешним однородным полем; φ_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 обсуждаются в работах [327, 328].

Также были проведены исследования влияния неоднородного поля массива ферромагнитных наночастиц на транспортные свойства планарных джозефсоновских контактов (Nb / Al / AlO_x / Nb) [190]. Технология изготовления контактов описана в [329]. Электронное изображение одного из планарных джозефсоновских контактов с изготовленным на его поверхности массивом частиц с латеральными размерами 600×400 нм и толщиной 27 нм приведено на рис. 5.38.



Рис. 5.38. СЭМ изображение планарного джозефсоновского контакта, на поверхности которого сформирован массив ферромагнитных частиц с латеральными размерами 600 × 400 нм и толщиной 27 нм. Из работы [190].

Измерения критического тока такого контакта проводились при температуре 4.2 К, магнитное поле прикладывалось в плоскости контакта вдоль направления протекания тока. На рисунке 5.39 (а,б) приведены результаты исследования зависимости $I_c(H)$ для различных состояний намагниченности массива частиц.



Рис. 5.39. Зависимость критического тока планарного джозефсоновского контакта $I_c(H)$ для двух случаев: (а) - большинство частиц находится в вихревом состоянии, (б) - большинство частиц однородно намагничено. Сверху приведены МСМ изображения соответствующих состояний намагниченности массива частиц. Из работы [190].

В случае, когда большинство частиц массива находится в вихревом состоянии, зависимость $I_c(H)$ (рис. 5.39 (a)) имеет тот же вид, что и для контакта без частиц. Совершенно иная ситуация имеет место, когда большинство частиц массива 5.39 (б)). намагничены однородно (рис. Во-первых, отмечается падение максимального критического тока более чем в шесть раз. Во-вторых, наблюдается существенно немонотонное поведение критического тока при больших значениях поля. Как отмечается в работе [190], существенное влияние частиц на транспортные джозефсоновского контакта, свойства планарного по-видимому, связано с формированием В верхнем электроде решетки абрикосовских вихрей, индуцированных магнитными полями частиц.

Кроме того, нами были проведены эксперименты по исследованию влияния магнитных полей рассеяния от эллиптических нанодисков Со на транспортные свойства микромостиков, изготовленных из магнитного полупроводника Ga_{1-x}Mn_xAs ($x \approx 5$ %) [316]. Технология изготовления таких гибридных микромостиков подробно описана в работах [A23, A30]. На рис. 5.40 приведено электронно-микроскопическое изображение микромостика с выращенными на нем частицами Со.



Рис. 5.40. Электронно-микроскопическое изображение микромостика Ga_{1-x}Mn_xAs с эллиптическими нанодисками Co. На вставке (сверху) приведено MCM изображение того же массива частиц, свидетельствующее о ферромагнитной упорядоченности магнитных моментов частиц в массиве.

Частицы располагались так, что длинная ось эллипса была перпендикулярна оси мостика. Соответственно, средняя компонента магнитного поля частиц была перпендикулярна оси мостика. В экспериментах исследовались температурные зависимости сопротивления микромостика В зависимости ОТ состояния намагниченности цепочки частиц. Результаты экспериментов представлены на рис. 5.41. Вначале с помощью зонда МСМ цепочка дисков Со переводилась в неоднородное состояние (рис. 5.41 (a)), так что среднее магнитное поле, создаваемое частицами, было близко к нулю. При этом часть частиц находилась в состояниях с антиферромагнитным упорядочением магнитных моментов, а часть - в вихревом состоянии намагниченности. Этому состоянию соответствовала температурная зависимость (1) на рис. 5.41 (б). Затем с помощью внешнего магнитного поля величиной порядка 3 кЭ цепочка переводилась в состояние, когда все магнитные

моменты были направлены в одну сторону (рис. 5.41 (б)). При этом наблюдалось увеличение сопротивления мостика на величину 0,3 % (кривая 2).





Рис. 5.41. Зависимость сопротивления микромостика $Ga_{1-x}Mn_xAs$ от состояния намагниченности цепочки эллиптических дисков Co: (a) - МСМ изображение (7 × 10 мкм) цепочки наночастиц, предварительно однородно намагниченных во внешнем поле; (б) – МСМ изображение (7 × 10 мкм) той же цепочки после перемагничивания зондом МСМ; (в) – температурные зависимости сопротивления микромостика с частицами, находящимися в различных состояниях. (Рис. 5.41 (в) любезно предоставлен М.В.Сапожниковым).

5.7. Выводы

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

Теоретически в приближении слабого поля рассмотрены эффекты возмущения распределения намагниченности исследуемых объектов полем зонда, влияющие на формирование величины фазового контраста в МСМ измерениях. Показано, что основной вклад в МСМ контраст дает добавка, связанная с *9* - компонентой возмущения в распределении намагниченности образца. Приводятся результаты микромагнитного ЛЛГ моделирования, подтверждающие величину и характер пространственного распределения вносимого зондом возмущения намагниченности.

Предложен алгоритм перемагничивания эллиптических однодоменных однородно намагниченных частиц зондом МСМ, заключающийся в несимметричном возмущении намагниченности при проходе зонда над одноименным магнитным полюсом частицы. Представлены результаты экспериментальных исследований индуцированных магнитным полем МСМ зонда процессов перемагничивания частиц Fe-Cr с латеральными размерами 280 эллиптических 780 × HM. Микромагнитное ЛЛГ моделирование показало, что перемагничивание под действием неоднородного поля МСМ зонда происходит посредством сложной неоднородной перестройки распределения намагниченности внутри частицы.

Проведены расчеты энергии взаимодействия магнитного вихря в круглой ферромагнитной наночастице с полем МСМ зонда. Показано, что воздействие радиальной компоненты поля зонда на оболочку вихря качественно совпадает с воздействием однородного магнитного поля и приводит к поперечному смещению вихря. Характер воздействия Z - компоненты поля зонда на кор магнитного вихря существенно зависит от взаимной ориентации магнитного момента зонда и намагниченности в коре. При одинаковой направленности магнитных моментов зонда и кора вихрь оказывается в потенциальной яме непосредственно под зондом МСМ, в то время как противоположная направленность магнитных моментов приводит к отталкиванию вихря от зонда. Микромагнитное ЛЛГ моделирование движения вихря

в поле зонда качественно подтверждает эффекты взаимодействия в системе зондвихрь.

Проведены систематические исследования эффектов перемагничивания эллиптических частиц Co, связанных с переходами между однородным (OC) и вихревым (ВС) состояниями под действием магнитного поля зонда МСМ. Осуществлены эксперименты по управлению знаком завихренности магнитного вихря в процессе перехода из однородного в одновихревое состояние ($OC \Rightarrow BC$). Теоретически показано, что формирование выделенного направления завихренности обусловлено нарушением при данном переходе симметрии однородного распределения намагниченности в неоднородном поле зонда магнитно-силового микроскопа. Приведены результаты компьютерного ЛЛГ моделирования процессов перестройки магнитного состояния частиц под действием магнитного поля зонда MCM, объясняющие основные закономерности ($BC^{\pm} \Rightarrow OC \Rightarrow BC^{\mp}$) процесса перемагничивания.

Проведены экспериментальные исследования и микромагнитное моделирование MCM процессов перемагничивания индуцированных зондом многослойных Co/Si/Co, содержащих слоя наночастиц два ферромагнетика, разделенных немагнитной прослойкой из Si. Показано, что при помощи специальных алгоритмов прохода зонда над частицей возможно осуществление переходов из 11 в 14 конфигурацию магнитных моментов, а также возможна переориентация направлений магнитных моментов частицы в ᡝ конфигурации (одновременное перемагничивание верхнего и нижнего слоев Со). Приведены результаты микромагнитного ЛЛГ моделирования процессов перестройки магнитного состояния таких частиц под действием магнитного поля зонда МСМ, объясняющие основные закономерности процессов перемагничивания.

Разработаны методики селективного перемагничивания ферромагнитных наночастиц в массивах путем перераспределения их намагниченности в локальном неоднородном поле зонда магнитно-силового микроскопа. Экспериментально продемонстрированы возможности создания пространственно-неоднородных состояний в массивах наночастиц посредством индуцированных зондом изменений ориентации магнитных моментов отдельных частиц, а также посредством

индуцированных зондом переходов отдельных частиц в вихревые состояния, не создающие полей рассеяния. Методики позволяют реализовать конфигурируемые источники сильно неоднородного магнитного поля.

В качестве примера, приведены результаты проведенных в ИФМ РАН экспериментов, иллюстрирующих возможности применения конфигурируемых с помощью МСМ источников неоднородного магнитного поля на основе массивов ферромагнитных наночастиц для управления транспортными свойствами джозефсоновских контактов различной геометрии и микромостиков из магнитного полупроводника GaMnAs.

Глава 6. Запись информации на массивах магнитных наночастиц с помощью зонда магнитно-силового микроскопа

Одна из основных тенденций развития современных систем магнитной записи информации связана со значительным уменьшением размеров магнитных элементов. В связи с этим в последнее время большую актуальность приобретают исследования магнитных состояний массивов малых ферромагнитных частиц [42]. Особый интерес вызывают упорядоченные массивы наночастиц, изготавливаемые методами литографии из тонкопленочных структур с перпендикулярной анизотропией [330-332], как наиболее перспективные для применения в качестве дискретной среды для сверхплотной записи информации. Минимальные латеральные размеры наночастиц достигают 30 нм, что при пространственном периоде расположения частиц в массиве, равном 45 нм, обеспечивает плотность записи на уровне 300 Gbits/in² [331].

Одним из наиболее информативных методов исследования локальных состояний намагниченности в магнитных наноструктурах является магнитно-силовая микроскопия. При этом чувствительность и пространственное разрешение МСМ определяются, в основном, размерами и геометрической формой магнитного зонда. Существующие в настоящее время технологии позволяют изготавливать МСМ зонды различной конфигурации с варьируемыми параметрами. Первые МСМ исследования проводились с помощью зондов, представляющих собой электрохимически заточенные проволоки из ферромагнитных материалов [38, 66, 67]. С помощью таких зондов было реализовано латеральное разрешение на уровне 10 нм [67]. В настоящее зонды из проволок применяются, в основном, в магнитно-силовых время микроскопах с системами регистрации силового взаимодействия зонда и образца на основе волоконных оптических интерферометров [333,334] и высокодобротных кварцевых резонаторов [335,336]. Более широкое распространение в магнитносиловой микроскопии получили зондовые датчики в виде иглы, покрытой тонким слоем магнитного материала и расположенной на упругой консоли (кантилевере). Такие датчики изготавливаются с использованием технологий микрообработки кремния методами литографии и травления [27]. Регистрация силы взаимодействия зонда и образца с помощью таких датчиков осуществляется оптическим методом по отклонению лазерного пучка при изгибе консоли [25,26]. Развитые к настоящему

времени технологии позволяют формировать МСМ зонды в виде пирамид и конусов с различными аспектными отношениями [337]. Повышение пространственного разрешения таких зондов достигается за счет уменьшения площади магнитного покрытия методами литографии и ионного травления [71-74]. При этом на кончике зонда формируются одиночные ферромагнитные частицы с характерными размерами 30-50 нм, что приводит к существенному увеличению пространственного разрешения.

В последнее время интенсивно развиваются технологии изготовления зондов на основе углеродных нанотрубок. Магнитные зонды формируются посредством покрытия нанотрубок тонкими ферромагнитными слоями, за счет заполнения внутреннего пространства нанотрубок магнитным материалом, а также посредством формирования магнитной наночастицы на свободном кончике нанотрубки [77-82]. Минимальные размеры таких магнитных частиц достигают 10 нм, что близко к физическому пределу, обусловленному суперпарамагнетизмом малых ферромагнитных частиц [83].

При МСМ исследованиях сверхмалых частиц возникает проблема выбора оптимальной формы и размеров зондов. Дело в том, что величина МСМ отклика определяется как свойствами применяемого зонда, так И масштабами пространственной неоднородности исследуемых полей рассеяния [93, 96, 97, 338, 339]. Поэтому для каждого исследуемого объекта в зависимости от конфигурации полей рассеяния можно подобрать зонд с оптимальными параметрами, обеспечивающими наиболее высокую чувствительность и высокое пространственное разрешение.

Кроме того, зонд магнитно-силового микроскопа представляет собой идеальный инструмент для локального воздействия на магнитное состояние наночастиц и последующего контроля результатов такого воздействия [281, 296, 340, A29]. Величина магнитного поля зонда вблизи кончика достигает величин порядка 10 кЭ, что значительно превышает реализуемые на практике значения коэрцитивных полей наночастиц. Это позволяет за счет сильно неоднородного магнитного поля зонда манипулировать состоянием намагниченности отдельных элементов массива и тем самым осуществлять процессы записи и чтения информации с помощью одного и того же зонда.
В настоящем разделе рассмотрена задача оптимизации системы хранения информации на основе массива ферромагнитных частиц, как среды для записи информации, и магнитно-силового микроскопа как средства для записи и считывания ([A125] принята к печати в журнале "Поверхность"). Приводятся результаты экспериментов по МСМ записи информации на массивах наночастиц CoPt с перпендикулярной анизотропией ([A126,A131,A134] принята к печати в Journal of Applied Physics).

6.1. Оптимизация параметров зондов магнитно-силового микроскопа для исследования массивов сверхмалых ферромагнитных наночастиц

В данном параграфе теоретически рассмотрены возможности оптимизации геометрических параметров зондов магнитно-силового микроскопа с целью реализации максимального контраста И максимального пространственного разрешения при исследовании малых ферромагнитных частиц [АЗ8]. Показано, что для зондов любой формы существуют оптимальные геометрические параметры, обеспечивающие максимальный МСМ контраст; при этом величина контраста в максимуме определяется не только параметрами зонда и высотой сканирования, но и структурой полей рассеяния, создаваемых исследуемым объектом. Показано, что наблюдаемое в реальном МСМ эксперименте разрешение также существенно зависит не только от параметров зонда, но и от условий эксперимента, а также от размеров тестируемых частиц. Приводятся результаты сравнительного анализа интенсивности и пространственной структуры магнитных полей, создаваемых МСМ зондами различной формы.

6.1.1. Зависимость МСМ контраста от геометрических параметров зондов

В качестве тестового объекта в расчетах рассматривалась ферромагнитная однодоменная, однородно намагниченная, сферическая частица радиуса R_p , магнитный момент которой направлен вдоль оси Z (рис. 6.1). Магнитное поле такой частицы представляет собой поле точечного магнитного диполя, расположенного в центре сферы, при этом в полярных координатах Z-компонента данного поля равна

$$H_{z} = \frac{4\pi M_{sp} R_{p}^{3}}{3} \frac{2z^{2} - r^{2}}{(z^{2} + r^{2})^{5/2}}.$$
(6.1)



Рис. 6.1. Схематическое изображение зонда МСМ и тестовой сферической частицы радиуса R_p . Намагниченность в насыщении материалов зонда и частицы обозначены M_{st} и M_{sp} соответственно, h – высота прохода зонда над частицей (высота сканирования).

Z-компонента силы взаимодействия зонда с частицей может быть представлена в следующем виде:

$$F_{z} = \frac{\partial}{\partial z} \int_{V_{souda}} (\vec{H}\vec{M}_{st}) dV , \qquad (6.2)$$

где \vec{M}_{st} - намагниченность зонда. В качестве МСМ контраста рассчитывалась величина сдвига фазы ($\Delta \varphi$) малых колебаний консоли зондового датчика (кантилевера) за счет взаимодействия зонда с магнитным полем образца:

$$\Delta \varphi = -\frac{Q}{k} \frac{\partial F_z}{\partial z} = -\frac{Q}{k} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \int_{V_{\text{souda}}} (\vec{H} \vec{M}_{st}) dV , \qquad (6.3)$$

где Q - добротность кантилевера, k – его упругая жесткость. Пространственная структура МСМ контраста от тестового объекта в виде однородно намагниченной сферической частицы представляет собой двумерную поверхность гауссового типа. На рис. 6.2 представлено распределение МСМ контраста от такой частицы, рассчитанное при использовании модельного зонда в виде однородно намагниченного шара.



Рис. 6.2. Модельное МСМ изображение однородно намагниченной по оси Z сферической частицы: (а) – пространственное распределение МСМ контраста; (б) – центральное поперечное сечение распределения (а). Здесь $\eta = \Delta \varphi / \Delta \varphi_0$ - МСМ контраст, нормированный на значение в максимуме ($\Delta \varphi_0$). Координата *r* нормирована на высоту сканирования *h*.

Максимальное значение контраста $\Delta \varphi_0$ достигается в точке, соответствующей расположению зонда непосредственно над частицей. Характер пространственного распределения МСМ контраста и значение контраста в максимуме ($\Delta \varphi_0$) зависят как от параметров частицы, так и от параметров зонда, а также от параметров сканирования (высоты прохода зонда над частицей). В дальнейшем мы будем исследовать зависимости величины МСМ контраста в максимуме от параметров зондов различной формы.

Зонды в виде магнитных наконечников различной формы

Для исследования влияния геометрических параметров зондов на величину МСМ контраста были рассмотрены зонды в виде однородно намагниченных наконечников различной формы: сферической, конической, параболической и цилиндрической. Для корректного сравнения рассматривались наконечники в виде фигур вращения, вписанных в цилиндр (рис. 6.3).

291



Рис. 6.3. Центральные сечения зондов в виде наконечников различной формы.

На рис. 6.4 представлены зависимости величины МСМ контраста в максимуме $(\Delta \varphi_0)$ для зондов в виде наконечников различной формы при пропорциональном увеличении их размеров. Поскольку зависимость контраста от расстояния зондчастица (высота сканирования) монотонная, то для простоты в расчетах формально принималось, что расстояние между кончиком зонда и частицей равно нулю.



Рис. 6.4. Зависимость МСМ контраста от размера зондов в виде наконечников различной формы. Величина контраста нормирована на максимальную величину контраста параболического зонда. По оси абсцисс отложен радиус вписанного сферического зонда R_s , нормированный на радиус исследуемой частицы.

Из рис. 6.4 видно, что для параболического, цилиндрического и сферического зондов зависимости контраста от размера имеют максимум. Принципиально отличается вид графика для конического зонда: при увеличении размеров такого зонда МСМ контраст монотонно возрастает и выходит на постоянный уровень. Таким образом, видно, что на величину МСМ контраста существенно влияет не только объем магнитного материала зонда, но и его геометрическая форма.

Сферический зонд

Рассмотрим более подробно зависимость МСМ контраста от размера однородно намагниченного сферического зонда. Взаимодействие такого зонда с однородно намагниченной сферической частицей эквивалентно взаимодействию двух точечных магнитных диполей, расположенных в центрах зонда и частицы. Задача о нахождении МСМ контраста в этом случае решается аналитически. При проходе сферического зонда на высоте *h* максимальный контраст достигается в точке, соответствующей расположению зонда непосредственно над частицей. Величина этого максимального МСМ контраста ($\Delta \varphi_0$) зависит от высоты прохода и соотношения радиусов зонда и частицы:

$$\Delta \varphi_0 = \frac{64}{3} \frac{Q}{k} \frac{\pi^2 M_{sp} M_{st} R_p^{-3} R_s^{-3}}{(R_p + R_s + h)^5}.$$
(6.4)

Здесь *R_s* - радиус сферического зонда. При заданных радиусе частицы и высоте сканирования можно определить оптимальный размер зонда, при котором МСМ контраст в точке непосредственно над частицей будет максимальным. Расчеты показывают, что оптимальным является сферический зонд радиусом

$$R_s^* = \frac{3}{2}(R_p + h).$$
(6.5)

Максимальное значение МСМ контраста при таком радиусе зонда равно

$$\Delta \varphi_{0max} = 0,737 \frac{Q}{k} \frac{\pi^2 M_{sp} M_{st} R_p^3}{(R_p + h)^2} .$$
(6.6)

На рис. 6.5 приведена нормированная зависимость МСМ контраста от радиуса сферического зонда. Данная зависимость позволяет, зная реальные параметры эксперимента (параметры зонда и частицы, а также высоту сканирования), оценить величину ожидаемого МСМ контраста.



Рис. 6.5. Слева - схематическое изображение зонда и частицы. Справа нормированная зависимость МСМ контраста от радиуса сферического зонда. Значения МСМ контраста нормированы на величину $\Delta \varphi_{0 max}$, а значения радиуса зонда нормированы на R_s *.

Ширина зависимости величины МСМ контраста от радиуса сферического зонда (рис. 6.5) на уровне 0,5 составляет $\Delta = 1,96 R_s / R_s^*$.

Характер зависимости МСМ контраста от размера зонда определяется как формой зонда, так и структурой магнитного поля исследуемого объекта. Особенностью поля магнитного диполя является то, что вторая производная от Z-компоненты поля $\partial^2 H_z/\partial z^2$ положительна внутри области, ограниченной конусом с углом раствора $tg \alpha = 1/\sqrt{2}$ ($\alpha \cong 35,26^{\circ}$), и отрицательна вне этой области (рис. 6.6). С увеличением радиуса сферического зонда до тех пор, пока зонд находится внутри конической области с положительной $\partial^2 H_z/\partial z^2$, МСМ контраст возрастает за счет увеличения магнитного момента зонда. При дальнейшем увеличении радиуса часть зонда попадает в область с отрицательной $\partial^2 H_z/\partial z^2$, что дает отрицательный вклад в величину МСМ контраста, и суммарный контраст уменьшается (рис. 6.5).



Рис. 6.6. Структура магнитного поля однородно намагниченной сферической частицы.

Такая зависимость MCM контраста от размера зонда (с максимумом) характерна для зондов любой формы, кроме конического (рис. 6.4). Для зонда конической формы ситуация другая. Вначале с увеличением размеров такого зонда контраст возрастает вместе с ростом магнитного момента, а затем выходит на постоянный уровень вследствие спадания поля частицы. Однако зависимость контраста от угла раствора конического зонда должна быть также немонотонная, что будет рассмотрено ниже.

Цилиндрический зонд бесконечной длины

При рассмотрении взаимодействия протяженных зондов с малыми частицами, когда размеры зонда в направлении Z намного превышают характерный масштаб спадания поля частицы, можно считать, что зонд имеет бесконечную длину, что существенно упрощает расчеты. Основной вклад в величину МСМ контраста в этом случае вносит часть зонда, находящаяся вблизи частицы. В дальнейшем нами использовалось приближение зондов бесконечной длины. В рамках этого приближения у зондов цилиндрической формы остается только один параметр, влияющий на величину МСМ контраста - радиус цилиндра R_c . Нормированная зависимость МСМ контраста от радиуса для цилиндрического зонда представлена на рис. 6.7.

295



Рис. 6.7. Слева - схематическое изображение зонда и частицы. Справа нормированная зависимость величины МСМ контраста от радиуса цилиндрического зонда.

Расчеты показывают, что для цилиндрического зонда, расположенного над частицей на высоте *h*, оптимальным является радиус

$$R_c^* = \sqrt{\frac{6}{11}} (R_p + h) . \tag{6.7}$$

При таком значении радиуса зонда максимальное значение контраста равно

$$\Delta \varphi_{0max} = 0,022 \frac{Q}{k} \frac{\pi^2 M_{sp} M_{st} R_p^{-3}}{(R_p + h)^2} .$$
(6.8)

Ширина зависимости величины MCM контраста от радиуса цилиндрического зонда на уровне 0,5 составляет $\Delta = 1,989 R_c / R_c^*$.

Конический зонд бесконечной длины

Для зонда в виде бесконечного конуса основным параметром является угол раствора θ . Нормированная зависимость МСМ контраста от тангенса угла θ представлена на рис. 6.8.



Рис. 6.8. Слева - схематическое изображение зонда и частицы. Справа - нормированная зависимость MCM контраста от тангенса угла θ .

Расчеты показывают, что для зонда, расположенного над частицей на высоте *h*, оптимальным является угол раствора конуса

$$tg\theta^* = 1/\sqrt{2} . \tag{6.9}$$

Данный результат качественно понятен из рис. 6.6. Максимальный МСМ контраст в этом случае равен:

$$\Delta \varphi_{0 max} = 0,77 \frac{Q}{k} \frac{\pi^2 M_{sp} M_{st} R_p^3}{\left(R_p + h\right)^2}.$$
(6.10)

При этом для конического зонда ширина зависимости величины MCM контраста от параметра $tg\theta$ на уровне 0,5 составляет $\Delta = 2,392 \ tg\theta$.

Параболический зонд бесконечной длины

Для зонда в виде бесконечного параболоида вращения *z* = *ar* основным параметром является коэффициент *a*, определяющий ширину параболоида. Расчеты показывают, что оптимальным является коэффициент параболы

$$a^* = \frac{1}{2(R_p + h)}.$$
(6.11)

В этом случае максимальный МСМ контраст равен

$$\Delta \varphi_{0 max} = \frac{32}{27} \frac{Q}{k} \frac{\pi^2 M_{sp} M_{st} R_p^3}{(R_p + h)^2} \,. \tag{6.12}$$

Заметим, что данные параметры зависят также и от высоты сканирования h. Нормированная зависимость МСМ контраста от параметра a/a^* представлена на рис. 6.9.



Рис. 6.9. Слева - схематическое изображение зонда и частицы. Справа - нормированная зависимость МСМ контраста от параметра *a*/*a** для параболического зонда.

Ширина зависимости величины МСМ контраста от параметра a/a^* на уровне 0.5 составляет $\Delta = 4,848 a/a^*$ (рис.6.9).

Как видно из приведенных выше формул (6.6), (6.8), (6.10) и (6.12), величина контраста $\Delta \varphi_{0max}$ для зондов любой формы с оптимальными параметрами совпадает с контрастом для эквивалентного сферического зонда радиусом R_s^* , эффективный магнитный момент которого зависит от формы зонда и отличается лишь на постоянный множитель.

Зонд в виде параболоида с магнитным покрытием

На практике наиболее широко используются МСМ зонды, изготовленные посредством нанесения покрытия из магнитного материала на кремниевый зонд атомно-силового микроскопа. В этом случае величина регистрируемого в МСМ

измерениях контраста зависит от формы зонда и от толщины магнитного покрытия d. Рассмотрим зависимость величины контраста $\Delta \varphi_0$ от толщины магнитного покрытия на примере зонда параболической формы. Значение контраста в точке непосредственно над частицей для такого зонда равно

$$\Delta \varphi_0 = 32\pi^2 M_{sp} M_{st} R_p^{-3} \left(\frac{1}{27(R_p + h)^2} - \frac{(R_p + h)}{(2d + 3(R_p + h))^3} \right).$$
(6.13)

Зависимость величины контраста $\Delta \varphi_0$ от толщины покрытия представлена на рис. 6.10.



Рис. 6.10. Слева - схематическое изображение зонда и частицы. Справа - нормированная зависимость МСМ контраста от толщины магнитного слоя для зонда параболической формы с оптимальным коэффициентом параболы (6.11).

Из рис. 6.10 видно, что при увеличении толщины магнитного слоя величина контраста быстро выходит на постоянный уровень. Толщина покрытия, при которой контраст насыщается, определяется параметрами зонда, а также размерами исследуемого объекта и высотой сканирования. Расчеты показывают, что величина МСМ контраста достигает уровня $0,78 \Delta \varphi_{0 max}$ при толщине покрытия, равной по величине расстоянию от кончика зонда до центра исследуемой сферической частицы.

Конический зонд со сферическим сегментом на конце, покрытый слоем ферромагнетика

Также была рассмотрена более реалистичная модель комбинированного зонда, представляющего собой усеченный конус с сегментом сферы на конце, покрытый слоем ферромагнитного материала (рис. 6.11). Рассматривались две конфигурации намагниченности. В первом случае принималось, что весь зонд однородно намагничен вдоль вертикальной оси Z (рис. 6.11(а)). Во втором случае считалось, что сферический сегмент зонда намагничен вдоль оси Z, а коническая часть – вдоль образующей конуса (рис. 6.11(б)).



Рис. 6.11. Схематическое изображение зонда в виде конуса со сферическим сегментом, покрытого слоем магнитного материала: (а) – зонд, однородно намагниченный вдоль оси Z; (б) – зонд, у которого сферический сегмент намагничен по оси Z, а коническая часть - вдоль образующей конуса.

Рассматриваемые модели зондов имеют три параметра, влияющих на величину МСМ контраста: радиус сегмента сферы, угол раствора конуса и толщина магнитного покрытия. На рис. 6.12 представлены рассчитанные численно зависимости контраста от радиуса сферического сегмента R_{ss} и угла раствора конической части θ для зондов обоих типов.



Рис. 6.12. Зависимость МСМ контраста от радиуса сферического сегмента и угла раствора конической части зонда: (а) – зависимость для зонда, однородно намагниченного вдоль оси Z; (б) – зависимость для зонда, у которого сферический кончик намагничен вдоль оси Z, а коническая часть – вдоль образующей конуса.

Из рис. 6.12 видно, что параметром, наиболее существенно влияющим на величину МСМ контраста, является радиус сферического сегмента зонда.

На рис. 6.13 для сравнения представлены зависимости $\Delta \varphi_0$ от угла раствора конической части для зонда, однородно намагниченного вдоль оси Z, и для зонда, намагниченного вдоль образующей конуса.



Рис. 6.13. Зависимости максимального контраста $\Delta \varphi_0$ от угла раствора конической части комбинированного зонда при $R_{ss}/R_p = 1$. Зависимость для вертикально намагниченного зонда показана квадратами (**•**), а для зонда, намагниченного вдоль образующей конуса - кружками (**•**).

Как видно из рисунка, величина МСМ контраста для зонда, намагниченного вдоль образующей конуса, больше за счет вклада радиальной компоненты намагниченности в силу взаимодействия зонда с частицей. Радиальная компонента поля частицы имеет максимум на конической поверхности (см. рис. 6.6), поэтому максимум МСМ контраста для такого зонда достигается при больших углах раствора.

Как показали проведенные расчеты, зависимости величины МСМ контраста от толщины покрытия для данных зондов качественно совпадают с аналогичной зависимостью для параболического зонда, представленной на рис. 6.10. При этом величина МСМ контраста достигает уровня $0,97 \Delta \varphi_{0 max}$ при толщине покрытия, равной по величине расстоянию от кончика зонда до центра сферической частицы.

6.1.2. Влияние параметров зондов на пространственное разрешение магнитносилового микроскопа

Пространственное разрешение, реализуемое в МСМ эксперименте, также во многом определяется параметрами зонда. Будем характеризовать пространственное разрешение параметром l_{min} , определяемым как минимальное расстояние между двумя однородно намагниченными вдоль оси Z частицами (рис. 6.14), при котором они еще видны на МСМ изображении как два отдельных объекта. В качестве критерия разрешения выберем условие Рэлея, заключающееся в том, что величина МСМ контраста в максимуме, когда зонд располагается над одной из частиц, должна быть в два раза больше величины контраста в минимуме, когда зонд находится посередине между двумя частицами:

$$\Delta \varphi \big|_{r=0} + \Delta \varphi \big|_{r=l} \ge 4 \Delta \varphi \big|_{r=l/2} \,. \tag{6.14}$$

Условие (6.14) для сферического зонда и сферических частиц записывается в виде:

$$l \ge 0,84 \left(R_s + R_p + h \right), \tag{6.15}$$

где *l* - расстояние между центрами частиц. Из (6.15) следует, что пространственное разрешение сферического зонда определяется как размерами зонда и частицы, так и высотой сканирования:

302

$$l_{min} = 0,84 \left(R_s + R_p + h \right), \tag{6.16}$$

при условии

$$l_{\min} \ge 2R_p \,. \tag{6.17}$$

В реальном МСМ эксперименте разрешение лимитируется размерами тестируемых частиц, размерами зонда и высотой сканирования (которая ограничивается амплитудой колебаний кантилевера).



Рис. 6.14. Схематическое изображение зонда и частиц.

Для сферического зонда оптимального радиуса (см. (6.5)) разрешение равно:

$$l_{min} = 1,25(R_p + h), \qquad (6.18)$$

при соблюдении условия (6.17).

Разрешение параболического зонда

Для МСМ зонда в виде однородно намагниченного бесконечного параболоида z = a r (рис. 6.9) параметром, определяющим пространственное разрешение, является коэффициент *a*. На основании критерия (6.14) для параболических зондов с различными коэффициентами *a*, близкими к коэффициентам, достигаемым на

практике при заточке проволок, были рассчитаны зависимости параметра l_{min} от высоты сканирования (рис. 6.15).



Рис. 6.15. Нормированные зависимости минимального расстояния между частицами от высоты сканирования для различных параболических зондов, отличающихся параметром *a*.

Как видно из рис. 6.15, параметр l_{min} почти линейно зависит от высоты сканирования и практически не зависит от параметра *a* при $aR_p \ge 1$. Приближенно зависимость параметра l_{min} от высоты сканирования и от параметра параболоида *a* может быть аппроксимирована следующей системой:

$$\begin{cases} l_{min} \approx 1,47\left(h+R_{p}\right)+0,27 / a, \\ l_{min} \geq 2R_{p}. \end{cases}$$

$$(6.19)$$

Для параболических зондов с тонкопленочным магнитным покрытием величина пространственного разрешения зависит от толщины покрытия d. На рис. 6.16 представлены нормированные зависимости пространственного разрешения от высоты сканирования для зондов параболической формы с коэффициентом $a R_p = 1$ и различной толщиной d.



Рис. 6.16. Зависимости параметра l_{min} от высоты сканирования для зондов параболической формы с различными толщинами магнитного покрытия *d* при *a* $R_p = 1$.

Из рис. 6.16 видно, что зависимость пространственного разрешения параболического зонда от толщины магнитного покрытия достаточно слабая.

Разрешение конического зонда

Как показали расчеты, пространственное разрешение однородно намагниченного конического зонда не зависит от угла раствора конуса вплоть до углов 180°. На рис. 6.17 представлена рассчитанная численно нормированная зависимость величины l_{min} от высоты сканирования.



Рис. 6.17. Нормированная зависимость параметра *l_{min}* от высоты сканирования для однородно намагниченного конического зонда.

Данная зависимость может быть приближенно описана системой:

$$\begin{cases} l_{min} \approx 2,23(h+R_p), \\ l_{min} \ge 2R_p. \end{cases}$$
(6.20)

Разрешение цилиндрического зонда

Исходя из критерия (6.14), были рассчитаны нормированные зависимости l_{min} от высоты сканирования для цилиндрических зондов различного радиуса R_c (рис. 6.18).



Рис. 6.18. Нормированные зависимости параметра l_{min} от высоты сканирования для цилиндрических зондов различного радиуса R_c .

Зависимость минимального расстояния между частицами *l_{min}* от высоты сканирования описывается следующей системой:

$$\begin{cases} l_{min} = h + R_p + \frac{2R_c}{\left(1 + (h + R_p) / R_c\right)^{1/2}}, \\ l_{min} \ge 2R_p. \end{cases}$$
(6.21)

Как видно из рис. 6.18, существуют две характерных области на зависимостях l_{min} от высоты сканирования. При радиусе зонда, много большем высоты сканирования $(R_c >> h)$, разрешение практически постоянно и приблизительно равно $l_{min} \approx 2R_c$. При

радиусах зонда, много меньших высоты сканирования ($R_c << h$), разрешение пропорционально высоте сканирования: $l_{min} \approx h + R_p$.

6.1.3. Структура создаваемых МСМ зондами магнитных полей

Магнитно-силовой микроскоп, благодаря высокой концентрации магнитного поля вблизи кончика зонда, представляет собой идеальный прибор для изучения предельных возможностей записи/чтения информации на массивах магнитных наночастиц. При этом степень воздействия поля зонда на намагниченность наночастиц в процессе записи также во многом определяется формой МСМ зонда. В настоящем разделе приводятся результаты расчетов величины и пространственной структуры магнитных полей, создаваемых МСМ зондами различной формы.

Поле сферического зонда

Рассмотрим структуру магнитного поля, создаваемого сферическим зондом радиуса R_s , однородно намагниченным вдоль оси Z. Величина Z-компоненты поля во всем пространстве определяется следующим выражением:

$$H_{z}(r) = \frac{8\pi M_{st}R_{s}^{3}}{3} \frac{2(z+R_{s})^{2}-r^{2}}{\left(\left(z+R_{s}\right)^{2}+r^{2}\right)^{5/2}}.$$
(6.22)

В выражении (6.22) и далее координата z отсчитывается от кончика зонда. Величина Z-компоненты поля на оси симметрии (*r* = 0) равна

$$H_z(r=0) = \frac{8\pi M_{st}}{3} \left(\frac{R_s}{z+R_s}\right)^3,$$
(6.23)

при этом поле непосредственно на поверхности сферического зонда равно

$$H_{0z} = \frac{8\pi M_{st}}{3}.$$
 (6.24)

Поле цилиндрического зонда

Величина Z-компоненты поля, создаваемого бесконечным однородно намагниченным цилиндром радиусом *R_c* на оси симметрии, равна

$$H_{z} = 2\pi M_{st} \left(1 - \frac{z}{\sqrt{z^{2} + R_{c}^{2}}} \right).$$
(6.25)

При этом поле в центре основания цилиндрического зонда равно

$$H_{0z} = 2\pi M_{st} \,. \tag{6.26}$$

Поле параболического зонда

Величина Z-компоненты поля на оси симметрии однородно намагниченного зонда в виде бесконечного параболоида вращения определяется следующим выражением:

$$H_z = \frac{4\pi M_{st}}{1+4az}.$$
(6.27)

Поле вблизи кончика параболического зонда не зависит от раствора параболы

$$H_{0z} = 4\pi M_{st} \,. \tag{6.28}$$

Поле на оси симметрии зонда в виде полого параболоида с толщиной магнитного покрытия *d* определяется следующим выражением:

$$H_{z} = \frac{16\pi a dM_{st}}{(1+4az)(1+4a(z+d))}.$$
(6.29)

Величина Z-компоненты поля вблизи кончика такого зонда равна:

$$H_{0z} = \frac{16\pi a dM_{st}}{(1+4ad)} \,. \tag{6.30}$$

Сравнение полей рассеяния от зондов различной формы

Рассмотрим зависимости величины Z-компоненты магнитного поля от координаты z на оси симметрии для зондов различной формы. При этом для корректного сравнения, будем рассматривать такую геометрию задачи, при которой

сфера вписана в цилиндр, а параболоид касается сферы и цилиндра своей вершиной и пересекает их по линии касания цилиндра и сферы (рис. 6.19(а)).

Зависимости нормированной Z-компоненты поля от расстояния до кончика зонда для сферы, бесконечного цилиндра и бесконечного параболоида представлены на рис. 6.19(б).



Рис. 6.19. Схематическое изображение сечений зондов (а) и зависимости Z-компоненты поля на оси симметрии от координаты z (б). Цифрами обозначены зависимости: 1 – для зонда в виде бесконечного параболоида; 2 – для сферического зонда; 3 – для зонда в виде бесконечного цилиндра.

Как было показано ранее, для реализации максимального МСМ контраста необходимо, чтобы характерные размеры зонда были соизмеримы с размером исследуемой частицы: $R_s \sim R_p$. Исходя из этого, при локальном перемагничивании наночастиц наиболее важна величина поля, создаваемого зондом на расстоянии $z \sim R_s$. Из рис. 6.19 (б) видно, что наибольшее поле на данном расстоянии создается зондом в виде бесконечного параболоида.

Для записи и чтения информации на массиве магнитных наночастиц важно не только распределение Z-компоненты поля MCM зонда на оси симметрии, но и степень локализации поля зонда в плоскости массива на масштабах одной частицы. На рис. 6.20 приведены нормированные зависимости Z-компоненты поля, создаваемого различными зондами, от нормированной координаты r/R_s при $z = R_s$.

309



Рис. 6.20. Зависимости Z-компоненты полей, создаваемых различными зондами, от координаты r при $z = R_s$. Цифрами обозначены зависимости: 1 — для зонда в виде параболоида; 2 — для сферического зонда; 3 — для зонда в виде цилиндра. Полярная координата нормирована на радиус сферического зонда R_s .

Из приведенных зависимостей видно, что поле сферического и цилиндрического зондов более локализованы в пространстве по сравнению с полем бесконечного параболического зонда. Это обусловлено тем, что данные зонды имеют значительно меньшие поперечные размеры.

Сравнение полей рассеяния зондов в виде наконечников различной формы

Наиболее перспективными для реализации предельных возможностей магнитносилового микроскопа по записи и чтению информации являются зонды в виде магнитных наконечников различной формы. Рассмотрим зависимости величины Zкомпоненты магнитного поля для таких зондов от координаты z на оси симметрии (r = 0). При этом будем рассматривать такую геометрию задачи, при которой сфера и параболоид вписаны в цилиндр (рис. 6.21(а)).

Зависимости нормированной Z-компоненты поля от координаты z для данных зондов представлены на рис. 6.21(б).



Рис. 6.21. (а) - схематическое изображение сечений зондов. (б) - зависимости Z-компоненты поля на оси симметрии от координаты z. На рисунке обозначены: 1 – зависимость для зонда в виде параболического наконечника; 2 – для сферического зонда; 3 – для зонда в виде цилиндрического наконечника.

На рис. 6.22 приведены нормированные зависимости Z-компоненты поля, создаваемого различными зондами, от нормированной координаты r/R_s при $z = R_s$.



Рис. 6.22. Зависимости Z-компоненты полей, создаваемых наконечниками различной формы, от координаты r при $z = R_s$. Цифрами обозначены зависимости: 1 – для зонда в виде параболического наконечника; 2 – для сферического зонда; 3 – для зонда в виде цилиндрического наконечника. Полярная координата нормирована на радиус сферического зонда R_s .

Поперечные размеры наконечников в этом случае приблизительно одинаковы, что приводит к тому, что поле зондов данного типа локализовано в пространстве одинаково. Однако, по сравнению с рис. 6.20, величина поля параболического зонда значительно уменьшилась. Это обусловлено тем, что данный зонд имеет наименьший объем магнитного материала. По-видимому, более корректно сравнивать наконечники, имеющие одинаковый объем материала, но разную форму. На рис. 6.23 представлены нормированные зависимости Z-компоненты поля от нормированной координаты r/R_s (при $z = R_s$) для наконечников, имеющих равные объемы.



Рис. 6.23. (а) - схематическое изображение сечений зондов. (б) - зависимости Zкомпоненты полей, создаваемых зондами в виде наконечников равного объема, от координаты r при $z = R_s$. Цифрами обозначены зависимости: 1 – для наконечника параболической формы; 2 – для сферического зонда; 3 – для цилиндрического наконечника. Полярная координата нормирована на радиус сферического зонда R_s .

Из рис. 6.23 видно, что степень локализации магнитного поля для зондов различного типа практически одинакова, однако величина магнитного поля на оси симметрии, создаваемого цилиндрическим зондом, немного превышает значение полей рассеяния от наконечников параболической и цилиндрической формы. Поэтому наиболее оптимальным, с точки зрения локального перемагничивания,

является зонд в виде наконечника цилиндрической формы. При радиусах зонда $R_c \sim R_p$ такой зонд обеспечивает также хорошее пространственное разрешение.

Таким образом, на основе теоретического анализа показано, что для зондов любой формы существуют оптимальные геометрические параметры, обеспечивающие максимальный MCM контраст, при этом величина контраста в максимуме определяется не только параметрами зонда и высотой сканирования, но и структурой полей рассеяния, создаваемых исследуемым объектом.

Анализ факторов, влияющих на пространственное разрешение в МСМ измерениях, показал, что наблюдаемое в реальном МСМ эксперименте разрешение существенно зависит не только от параметров зонда, но также от условий эксперимента (высоты сканирования) и от размеров тестируемых частиц.

Сравнительный анализ пространственной магнитных структуры полей, создаваемых МСМ зондами в виде малых наконечников различной формы, показал, наиболее оптимальную конфигурацию магнитного что поля имеет ЗОНД цилиндрической формы.

6.2. Оптимизация системы для записи информации на основе массива ферромагнитных частиц и магнитно-силового микроскопа

В данном параграфе приводятся результаты теоретических расчетов параметров системы записи информации оптимальных на основе массива ферромагнитных частиц и магнитно-силового микроскопа. В рамках модели сферического зонда и массива сферических однодоменных частиц проанализированы условия, необходимые для реализации процессов записи, хранения и считывания информации. Приводятся оценки предельной плотности записи информации в такой системе.

В качестве простой, но реалистичной, модели мы будем рассматривать МСМ зонд в виде однородно намагниченной сферической частицы [247-250]. В качестве среды для записи информации будем рассматривать дискретный массив сферических однодоменных наночастиц, намагниченных вдоль вертикальной оси и расположенных в узлах бесконечной квадратной решетки (рис. 6.24.). Рассмотрим

313

взаимодействие МСМ зонда с массивом частиц и определим параметры, при которых возможна реализация системы записи информации с максимальной плотностью.



Рис. 6.24. Схематическое изображение МСМ зонда и массива наночастиц.

В качестве реалистичного процесса записи информации будем полагать, что перемагничивание элемента массива происходит при касании его зондом.

Для эффективного хранения, записи и чтения информации в такой системе необходимо выполнение следующих условий:

- любая частица массива не должна перемагничиваться полем соседних частиц;

- зонд при касании должен перемагничивать частицу, расположенную

непосредственно под ним, и не перемагничивать соседние частицы;

- суммарное поле всех частиц не должно перемагничивать зонд.

Величина Z-компоненты поля, создаваемого сферической частицей, определяется следующим выражением:

$$H_{z}(r,z) = \frac{8\pi M_{sp}R_{p}^{3}}{3} \frac{2(z+R_{p})^{2}-r^{2}}{\left(\left(z+R_{p}\right)^{2}+r^{2}\right)^{5/2}},$$
(6.31)

где координата z отсчитывается от поверхности частицы. Величина Z-компоненты поля на оси симметрии (*r* = 0) равна

$$H_{z}(r=0) = \frac{8\pi M_{sp}}{3} \left(\frac{R_{p}}{z+R_{p}}\right)^{3},$$
 (6.32)

при этом Z-компонента поля непосредственно на поверхности частицы H_{sp} равна

$$H_{sp} = \frac{8\pi M_{sp}}{3} \,. \tag{6.33}$$

Магнитостатическое взаимодействие частиц массива между собой приводит к ограничению минимального расстояния между ними и тем самым ограничивает плотность записи информации. Минимальное расстояние между частицами может быть найдено из условия, что Z-компонента поля от всех частиц массива в центре любой частицы не превышает величину ее коэрцитивного поля H_{cp} :

$$H_{cp} \ge \alpha \, \frac{4H_{sp}R_{p}^{3}}{(l+2R_{p})^{3}},\tag{6.34}$$

где *l* - расстояние между краями частиц в массиве (рис. 6.24). Из выражения (6.34) получаем, что минимальное расстояние между частицами равно

$$l_{min} = R_p \left(\sqrt[3]{\frac{4\alpha H_{sp}}{H_{cp}}} - 2 \right), \tag{6.35}$$

где α – безразмерная константа, величина которой определяется геометрией массива. Для массива частиц, расположенных в узлах квадратной решетки,

$$\alpha = \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\left(k^2 + n^2\right)^{3/2}} = 2,26.$$
(6.36)

Минимальный размер MCM зонда может быть найден из условия, что создаваемое им поле должно изменить направление намагниченности частицы при касании (h = 0). То есть, величина Z-компоненты поля зонда в центре частицы должна превышать сумму коэрцитивного поля частицы и Z-компоненты суммарного поля всех остальных частиц массива:

$$\frac{2H_{st}R_{t}^{3}}{(R_{t}+R_{p})^{3}} \ge H_{cp} + \alpha \frac{4H_{sp}R_{p}^{3}}{(l+2R_{p})^{3}}.$$
(6.37)

Из выражения (6.37) видно, что на радиус зонда накладывается следующее условие:

$$R_{t} \geq \frac{R_{p}}{\sqrt[3]{(2H_{st})/\left(H_{cp} + \frac{4\alpha H_{sp}R_{p}^{-3}}{(l+2r)^{3}}\right) - 1}},$$
(6.38)

где *H*_{st} – поле на поверхности сферического зонда, определяемое аналогично (6.33).

Максимальный радиус зонда может быть найден из условия того, что зонд при касании перемагничивает частицу, расположенную непосредственно под ним, и не перемагничивает соседние частицы. То есть, величина Z-компоненты поля зонда и суммарного поля всех остальных частиц массива в центре соседней частицы не должна превышать ее коэрцитивного поля:

$$H_{cp} \ge H_{st} R_t^3 \frac{\left|2(R_t + R_p)^2 - (2R_p + l)^2\right|}{((R_t + R_p)^2 + (2R_p + l)^2)^{5/2}} + \alpha \frac{4H_{sp} R_p^3}{(l + 2R_p)^3}.$$
(6.39)

Кроме того, необходимо учитывать и обратное влияние массива частиц на зонд. Величина Z-компоненты суммарного поля всех частиц массива не должна превышать коэрцитивного поля зонда H_{ct} :

$$\frac{2R_{p}^{3}H_{sp}}{(R_{t}+R_{p})^{3}} + \frac{4H_{sp}R_{p}^{3}}{(l+2R_{p})^{3}} \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\left|2(R_{t}+R_{p})^{2}/(l+2R_{p})^{2}-k^{2}-n^{2}\right|}{(k^{2}+n^{2}+(R_{t}+R_{p})^{2}/(l+2R_{p})^{2})^{5/2}} \le H_{ct}.$$
(6.40)

Таким образом, условия (6.34), (6.37), (6.39), (6.40) образуют систему неравенств, определяющую область допустимых значений плотности массива частиц и радиуса зонда. Для величин, нормированных на радиус частицы, система неравенств записывается в следующем виде:

$$\begin{cases} \alpha \frac{H_{sp}}{H_{cp}} \frac{4}{(l+2)^{3}} \leq 1, \\ \frac{H_{st}}{H_{cp}} \frac{2R_{t}^{3}}{(R_{t}+1)^{3}} - \alpha \frac{H_{sp}}{H_{cp}} \frac{4}{(l+2)^{3}} \geq 1, \\ \frac{H_{st}}{H_{cp}} \frac{R_{t}^{3} \left| 2(R_{t}+1)^{2} - (2+l)^{2} \right|}{((R_{t}+1)^{2} + (2+l)^{2})^{5/2}} + \alpha \frac{H_{sp}}{H_{cp}} \frac{4}{(l+2)^{3}} \leq 1, \\ \frac{H_{sp}}{H_{ct}} \frac{2}{(R_{t}+1)^{3}} + \frac{H_{sp}}{H_{ct}} \frac{4}{(l+2)^{3}} \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\left| 2(R_{t}+1)^{2} / (l+2)^{2} - k^{2} - n^{2} \right|}{(k^{2} + n^{2} + (R_{t}+1)^{2} / (l+2)^{2})^{5/2}} \leq 1. \end{cases}$$

$$(6.41)$$

На рис. 6.25 приведены результаты численного решения системы неравенств (6.41) при характерных величинах остаточной намагниченности и коэрцитивных полей. Области допустимых параметров показаны черным цветом.



Рис. 6.25. Области допустимых параметров, определяемые системой неравенств (6.41). (a) - $H_{st} = 11000$ Э, $H_{sp} = 8000$ Э, $H_{ct} = 300$ Э, $H_{cp} = 100$ Э. (б) - $H_{st} = 11000$ Э, $H_{sp} = 8000$ Э, $H_{ct} = 300$ Э, $H_{cp} = 250$ Э.

При выполнении условия $H_{cp} < 0.02 H_{st}$ существуют две отдельные области параметров (рис. 6.25(а)), в которых возможна реализация такой системы. При обратном соотношении $H_{cp} > 0.02 H_{st}$ области 1 и 2 сливаются (рис. 6.25(б)). Существование двух отдельных областей на диаграмме (рис. 6.25(а)) обусловлено неравенством (6.39) и связано с пространственной структурой (зависимостью от радиальной координаты r) Z-компоненты поля зонда.

Из анализа зависимостей МСМ контраста (рис. 6.5) и диаграмм допустимых параметров (рис. 6.25) следует, что оптимальным является использование зондов с наименьшим допустимым радиусом. Минимальный радиус зонда определяется из условия того, что суммарное поле частиц массива не перемагничивает зонд:

$$R_{t\,min} = R_p \left(\sqrt[3]{\frac{2H_{sp}}{H_{ct}}} - 1 \right). \tag{6.42}$$

При таком радиусе зонда минимальное расстояние между частицами в массиве равно

$$l_{min} = R_p \left(\sqrt[3]{\frac{2H_{sp}H_{st}}{H_{ct}H_{cp}}} - \sqrt[3]{\frac{H_{st}}{H_{cp}}} - 2 \right).$$
(6.43)

На основании (6.43) можно оценить предельную плотность записи информации. Поскольку каждая частица массива несет один бит информации, то плотность записи *W* составляет

$$W = \frac{1}{R_p^{2}} \left(\frac{H_{cp}}{H_{st}}\right)^{2/3} \left(\sqrt[3]{\frac{2H_{sp}}{H_{ct}}} - 1\right)^{-2}.$$
 (6.44)

Для частиц с радиусом $R_p = 10$ нм и при характерных магнитных параметрах системы $H_{st} = 11000$ Э, $H_{sp} = 8000$ Э, $H_{ct} = 300$ Э, $H_{cp} = 250$ Э (см. рис. 6.25(а)) $W \approx 200$ Gbit/in². Существенного увеличения плотности записи можно добиться при использовании высококоэрцитивных зондов и частиц [341]. На рис. 6.26 показана область допустимых параметров для системы с коэрцитивными полями $H_{ct} = 1$ кЭ и $H_{cp} = 4$ кЭ.



Рис. 6.26. Области допустимых параметров, определяемые системой (6.41) при характерных полях $H_{st} = 11000$ Э, $H_{sp} = 8000$ Э, $H_{ct} = 1000$ Э, $H_{cp} = 4000$ Э.

Для системы с параметрами, представленными на рис. 6.26, и $R_p = 10$ нм плотность записи составляет величину порядка 600 Gbits/in².

Кроме рассмотренных выше условий, определяющих возможность записи и хранения информации, необходимо также, чтобы зонд разрешал две соседние частицы в процессе считывания информации. Это условие накладывает ограничения на максимальный размер зонда и высоту прохода зонда над частицами при считывании. В качестве критерия разрешения можно использовать условие Релея, заключающееся в том, что величина МСМ контраста в максимуме, когда зонд располагается над одной из частиц, должна быть в два раза больше величины контраста в минимуме, когда зонд находится посередине между двумя частицами. Для массива частиц, расположенных в узлах квадратной решетки, данное условие записывается в виде

$$0 < h < (1,3 l + 1,6 R_p - R_t)$$
(6.45)

и может быть удовлетворено для МСМ зондов с размерами меньшими, чем период расположения частиц в массиве.

6.3. Индуцированное зондом MCM перемагничивание наночастиц CoPt с перпендикулярной анизотропией

Массивы ферромагнитных наночастиц являются перспективной средой для записи и хранения информации с плотностью вплоть до 1Tbit/in² [42, 244-249]. В связи С ЭТИМ значительные усилия прилагаются различными группами исследователей для изучения магнитных свойств, термической стабильности и возможностей записи информации в таких системах. [250,254,340 - 345]. В основном, изучается поведении массивов наночастиц во внешнем однородном магнитном поле. В частности, исследуется неоднородность индивидуальных коэрцитивных свойств элементов массивов. Однако для целей записи/считывания информации необходимо изучение индивидуальных свойств наночастиц и возможностей их селективного перемагничивания. В данном разделе представлены результаты тестовых экспериментов по локальному перемагничиванию сверхмалых наночастиц CoPt зондом МСМ. Обсуждаются особенности процесса перемагничивания под действием неоднородного поля МСМ зонда.

319

6.3.1. Приготовление образцов и экспериментальная техника

Массивы наночастиц CoPt изготавливались методами электронной литографии и многослойных CoPt ионного травления тонкопленочных структур c перпендикулярной анизотропией. Исходные тонкопленочные структуры CoPt, состоящие из 7 двойных слоев Co(4 Å)/Pt(10 Å), были выращены методом магнетронного напыления на подложках из кремния в университете Nebraska-Lincoln (US) [346]. Коэрцитивность исходных структур составляла 200 Э. Из этих структур были изготовлены два массива частиц, имеющих форму круглых дисков с диаметром 35 и 200 нм. Пространственные периоды расположения частиц в массивах были 120 и 500 нм соответственно. Электронная микроскопия и электронная литография проводились в ИФМ РАН на микроскопе "SUPRA 50VP" ("Carl Zeiss"). МСМ исследования магнитного состояния дисков и эксперименты по локальному МСМ перемагничиванию выполнялись на микроскопе "Solver HV" в условиях вакуума 10⁻³ Torr, что позволяло значительно увеличить величину MCM сигнала за счет увеличения добротности кантилевера.

6.3.2. Создание нанодоменов в пленке CoPt зондом MCM

Как показывают простейшие оценки, амплитуда магнитного поля рассеяния вблизи кончика зонда достигает значительной величины (так, для параболического зонда из Со данная величина составляет приблизительно 10 кГс). Таких полей вполне достаточно для создания инвертированных доменов в пленках и локального перемагничивания ферромагнитных наночастиц. Нами были проведены эксперименты по созданию нанодоменов с инвертированной намагниченностью в пленке CoPt под действием поля зонда МСМ. С этой целью образец предварительно однородно намагничивался во внешнем поле таким образом, чтобы вектор намагниченности пленки был направлен противоположно по отношению к магнитному моменту зонда. Домены с инвертированной намагниченностью формировались при касании зондом поверхности образца, а визуализация результатов воздействия производилась в режиме постоянной высоты при высотах сканирования порядка 50 нм. На рис. 6.27 показано МСМ изображение инвертированных доменов в

320

пленке CoPt, полученных с помощью зонда МСМ. Характерная ширина записанных таким образом доменов составляет около 500 нм.



Рис. 6.27. МСМ изображение доменов с инвертированной намагниченностью в пленке CoPt, созданных полем зонда магнитно-силового микроскопа: (a) – МСМ изображение круглого домена, полученного при однократном касании пленки зондом. Размер кадра - 3×3 мкм; (б) – МСМ изображение линейного домена, полученного посредством сканирования в контактном режиме. Размер кадра - 3×3 мкм; (в) – МСМ изображение аббревиатуры ИФМ РАН, сформированной в контактном режиме (размер кадра - 7×15 мкм).

6.3.3. Перемагничивание зондом МСМ частиц CoPt диаметром 200 нм

Для проведения экспериментов по МСМ перемагничиванию были изготовлены массивы частиц с диаметром меньшим, чем характерный размер домена в пленке CoPt. С другой стороны, априори ясно, что при перемагничивании МСМ зондом существует еще один пространственный масштаб, связанный с характерным масштабом неоднородности поля зонда. Мы рассмотрели достаточно простую, но реалистичную модель зонда в виде параболоида, покрытого слоем магнитного материала (рис. 6.28).



Рис. 6.28. Модель параболического МСМ зонда с магнитным покрытием. На рисунке x, y и z – координаты интегрирования ($r^2 = x^2 + y^2$), в то время как h и $\vec{\rho}$ - координаты точки наблюдения.

Для однородно намагниченного зонда h - и ρ - компоненты магнитного поля ($\rho = |\vec{\rho}|$) могут быть записаны в виде следующих выражений:

$$H_{h}(\rho,h) = M_{t} \int_{V_{t}} \frac{2(z+h)^{2} - (\vec{\rho} - \vec{r})^{2}}{((h+z)^{2} + (\vec{\rho} - \vec{r})^{2})^{5/2}} dV, \qquad (6.46)$$

$$H_{\rho}(\rho,h) = M_{t} \int_{V_{t}} \frac{3(z+h)|\vec{\rho}-\vec{r}|}{((h+z)^{2}+(\vec{\rho}-\vec{r}\,)^{2}\,)^{5/2}} dV \,.$$
(6.47)

В качестве примера, на рис. 6.29 показаны результаты численных расчетов H_h и H_o для бесконечного параболического зонда с параметрами a = 0.025 (коэффициент параболы) И d = 30 HM (толщина магнитного покрытия), близкими к экспериментальным параметрам. Для сравнения на том же рисунке представлены пространственные распределения h и ρ - компонент магнитного поля близкого по параметрам сферического зонда. На рисунке для удобства мы ввели нормализованные величины $\tilde{H}_h = H_h / H_h(0,\delta)$, $\tilde{H}_\rho = H_\rho / H_h(0,\delta)$ и $\tilde{\rho} = \rho / R_t$, где толщина слоя покрывающего диск составляет $\delta = 20$ нм, а радиус сферического зонда $R_{t} = 30$ нм. Вблизи поверхности h - компонента поля рассеяния параболического зонда (h = 0, $\rho = 0$) записывается в виде

$$H_h(0,0) = \frac{16\pi a dM_t}{(1+4ad)}.$$
(6.485)

Данная величина для зондов на основе Co (с параметрами a = 0.025, d = 30 нм) составляет приблизительно 13 кЭ и значительно превосходит коэрцитивность CoPt нанодисков.

С другой стороны, МСМ зонд может быть аппроксимирован эффективным однородно намагниченным сферическим зондом. В этом случае выражения для компонент поля рассеяния более простые:

$$H_{h}(\rho,h) = \frac{4\pi M_{t}R_{t}^{3}}{3} \frac{2(h+R_{t})^{2} - \rho^{2}}{((h+R_{t})^{2} + \rho^{2})^{5/2}},$$
(6.49)

$$H_{\rho}(\rho,h) = 4\pi M_t R_t^3 \frac{(h+R_t)\rho}{((h+R_t)^2 + \rho^2)^{5/2}}.$$
(6.50)

Пространственные распределения h - и ρ - компонент поля (6.49) и (6.50) для сферического зонда с $R_i = 30$ нм представлены на рис. 6.29 (а,б). Из рисунка видно, что выражения (6.49) и (6.50) дают вполне приемлемую аппроксимацию распределения поля параболического зонда, но гораздо более удобны (проще) для применения в ЛЛГ моделировании.



Рис. 6.29. (а) – пространственное распределение $\tilde{H}_h(\tilde{\rho})$ в плоскости $h = \delta$ для параболического (прерывистая линия) и для сферического (сплошная линия) зондов. (б) - пространственное распределение $\tilde{H}_{\rho}(\tilde{\rho})$ в плоскости $h = \delta$ для параболического (прерывистая линия) и для сферического (сплошная линия) зондов.

Кроме того, из рис. 6.29 видно, что характерный масштаб магнитного поля сравним с радиусом $\rho \sim R_t$. Поэтому ожидается, что процессы перемагничивания для дисков CoPt с параметрами $R_d > R_t$ и дисков с $R_d < R_t$ должны существенно отличаться.

В экспериментах исследовались два массива круглых нанодисков CoPt с диаметром $D_d = 200$ нм ($R_d > R_t$) и $D_d = 35$ нм ($R_d < R_t$). В первой серии экспериментов исследовалось перемагничивание круглых дисков диаметром 200 нм. На рис. 6.30 приведено электронно-микроскопическое изображение массива частиц CoPt диаметром 200 нм. Период структуры составлял 600 нм.



Рис. 7.30. СЭМ изображение массива частиц CoPt диаметром 200 нм и высотой 7 нм. Метка белого цвета соответствует 200 нм.
Соответствующее МСМ изображение того же массива частиц приведено на рис. 6.31. Предварительно образец намагничивался вдоль оси Z (перпендикулярно плоскости) во внешнем поле 15 кЭ, так что, как ясно видно из рисунка, магнитные моменты всех частиц в начальном состоянии были направлены противоположно по отношению к магнитному моменту зонда. В этом случае частицам на МСМ изображении соответствует светлый контраст.



Рис. 6.31. МСМ изображение участка массива частиц CoPt диаметром 200 нм. Размер кадра - 4 × 4 мкм. Все частицы намагничены вдоль оси Z перпендикулярно плоскости рисунка.

МСМ изображения регистрировались в бесконтактном *constant height* режиме. МСМ запись информации осуществлялась во время сканирования посредством сокращения расстояния между выбранной частицей и зондом. При этом перемагничивание частицы сопровождалось изменением контраста от светлого к темному. На рис. 6.32. представлены МСМ изображения последовательных стадий записи информации на массиве части CoPt. Вначале были перемагничены три частицы, расположенные в одном ряду (рис. 6.32(а)). Затем три следующие частицы, расположенные над предыдущими (рис. 6.32(б)). В завершение были инвертированы магнитные моменты частиц, расположенных по краям (рис. 6.32(в)-(г)), так что в итоге на массиве наночастиц была записана область в виде квадрата.



Рис. 6.32. Последовательные (а)-(г) МСМ изображения одного и того же участка массива частиц CoPt в процессе записи информации полем зонда. Размер кадра - 4 × 4 мкм.

Однако, как показали эксперименты, перемагничивание данных частиц обладает некоторыми особенностями. Нам не удалось осуществить перемагничивание 200 нм дисков CoPt посредством однократного касания частицы зондом. Инвертирование намагниченности происходило только при пересечении центральной части частицы зондом МСМ. Детали такого перемагничивания показаны на рис. 6.33. Характерный момент перемагничивания представлен на рис. 6.33 (б). Расстояние между зондом и частицей сокращалось во время сканирования над центральной частью частицы (линия AB (рис. 6.33 (б))), и после резкой инверсии MCM контраста зонд был отведен

от поверхности образца в исходное положение (50 нм). После этого тот же участок образца сканировался вновь для подтверждения акта перемагничивания (рис. 6.33 (в)).



Рис. 6.33. Перемагничивание одиночного диска CoPt MCM зондом, движущимся поперек частицы: (a) – MCM изображение (constant height mode) начального состояния участка массива с двумя неинвертированными частицами; (б) – MCM изображение, полученное в режиме записи с малой высотой сканирования вдоль линии AB. Наблюдается инверсия контраста; (c) – конечное состояние той же самой области после MCM записи. Размер кадра - 3 × 4 мкм.

Такой процесс перемагничивания дисков с $R_d > R_t$ был подтвержден также микромагнитным ЛЛГ моделированием. Во-первых, показано, что при приближении к частице сферического зонда (радиусом 50 нм) наблюдается зарождение микродомена с противоположной намагниченностью внутри частицы, однако поля зонда недостаточно для перемагничивания при однократном касании. Результаты ЛЛГ расчетов процесса касания нанодиска CoPt зондом MCM представлены на рис. 6.34.



Рис. 6.34. Последовательные стадии процесса перемагничивания частиц CoPt диаметром 200 нм под действием поля зонда MCM. (Сферический зонд ($R_t = 50$ нм) расположен над центром частицы): (а)-(г) – распределения намагниченности в различные моменты времени в течение перемагничивания. Стабильное состояние, реализуемое в данной системе, представлено на рисунке (г). После того, как зонд поднимается вверх, происходит релаксация распределения намагниченности к исходному состоянию (д)-(е). Направление намагниченности в доменах показано стрелками. Границы доменов с противоположной намагниченностью обозначены пунктирной линией.



Рис. 6.35. Последовательные стадии процесса перемагничивания при движении МСМ зонда над центральной частью CoPt диска с $R_d > R_t$ ($R_d = 100$ нм, $R_t = 50$ нм). Положение сферического зонда показано темным кружком. Направление намагниченности доменах стрелками. Границы доменов В показано с противоположной намагниченностью обозначены пунктирной линией.

На первой стадии (рис. 6.34 (а)) наблюдается появление радиальной компоненты намагниченности, обусловленной радиальной компонентой поля зонда. После этого в 6.34 (б)) кольцевой области (рис. происходит зарождение микродомена С противоположной ориентацией Z-компоненты намагниченности через квази-вихревое состояние со спиральным распределением намагниченности. Затем микродомен расширяется и охватывает область диаметром порядка 150 нм (рис. 6.34 (в-г)). Это является стабильным. После удаления зонда состояние намагниченность возвращается в первоначальное состояние (рис. 6.34 (д-е)). Стабильность диска с диаметром 200 нм объясняется, по-видимому, краевыми эффектами, поскольку распространение границы домена сопровождается значительным увеличением магнитостатической энергии на краю диска.

Мы также провели ЛЛГ моделирование процесса перемагничивания 200 нм CoPt диска посредством движения зонда над его центральной областью. Последовательные стадии модельного процесса представлены на рис. 6.35. Начальное состояние (рис. 6.35 (а)) соответствует однородной намагниченности, направленной вдоль оси Z. На первой стадии сферический МСМ зонд (радиус 50 нм) помещается вблизи края частицы (рис. 6.35 (б)) и часть намагниченности изменяет направление на противоположное. Фактически, сильное поле зонда помогает преодолеть барьер перемагничивания, связанный с краем диска. Далее зонд движется через частицу и по частице рапространяется волна перемагничивания (рис. 6.35 (в-г)). На конечной стадии, когда зонд проходит середину частицы, процесс перемагничивания достигает противоположного края диска (рис. 6.35 (д)), и затем диск полностью меняет направление намагниченности (рис. 6.35 (е)).

6.3.4. Перемагничивание зондом МСМ частиц CoPt диаметром 35 нм

Во второй серии экспериментов исследовалось перемагничивание частиц CoPt диаметром 35 нм ($R_d < R_t$). СЭМ изображение участка массива таких частиц представлено на рис. 6.36. Период структуры составлял 120 нм. Соответствующее МСМ изображение участка массива частиц CoPt диаметром 35 нм приведено на рис. 6.37. В исходном состоянии все частицы были намагничены перпендикулярно

плоскости образца в направлении, противоположном направлению намагниченности зонда, так что на МСМ изображении частицам в исходном состоянии соответствуют области светлого контраста.



Рис. 6.36. СЭМ изображение массива частиц CoPt диаметром 35 нм. (Масштабная метка белого цвета соответствует 200 нм).



Рис. 6.37. МСМ изображение участка массива частиц CoPt диаметром 35 нм. Все частицы намагничены вдоль оси Z.

На данном массиве нанодисков также были проведены эксперименты по локальному контролируемому перемагничиванию отдельных элементов. Перемагничивание выделенных дисков производилось при касании их поверхности МСМ зондом, так что осуществлялась запись информации посредством однократного касания. Последовательные стадии процесса перемагничивания массива частиц показаны на рис. 6.38.



Рис. 6.38. Последовательные МСМ изображения одного и того же участка массива частиц в процессе локального перемагничивания полем зонда: (а) - МСМ изображение первой инвертированной частицы; (б) – МСМ изображение двух инвертированных частиц; (в) – изображение трех частиц; (г) – изображение области МСМ записи в виде регулярно расположенных четырех частиц с инвертированным магнитным моментом. Размер кадра - 700 × 700 нм. Перемагничивание частиц сопровождалось инверсией МСМ контраста. В результате было продемонстрировано контролируемое селективное перемагничивание одиночных элементов массива, подтверждающее возможность записи информации зондом МСМ с плотностью на уровне 40 Gbit/in².

Механизм перемагничивания частиц с перпендикулярной анизотропией во работах. внешнем однородном поле обсуждается во многих Наиболее Стонера-Вольфарфа модель распространенными моделями являются (Stoner-Wolhfarth) [347-349], предполагающая, перемагничивание происходит что посредством когерентного вращения намагниченности частицы, И модель образования зародышей новой фазы (инвертированных доменов) с противоположной намагниченностью [349-351]. Однако перемагничивание частиц В сильно неоднородном поле МСМ зонда имеет ряд особенностей.

Было проведено компьютерное моделирование процесса перемагничивания нанодиска диаметром 35 нм под действием поля МСМ зонда, который представлялся в виде однородно намагниченного шара Со радиусом 30 нм. Результаты моделирования процесса перемагничивания диска в поле зонда магнитно-силового микроскопа представлены на рис. 6.39.

Как видно из рис. 6.39, перемагничивание нанодиска происходит через существенно неоднородное вихреподобное состояние. Вначале (рис. 6.39(а)) намагниченность направлена вверх вдоль оси Z. На первом этапе происходит формирование закрученного состояния (рис. 6.39(б)). Затем узкая кольцевая область вблизи максимума радиальной компоненты поля зонда изменяет направление Z-компоненты намагниченности (рис. 6.39(в)). И, наконец, в дальнейшем этот зародыш с противоположной Z-компонентой распространяется на всю частицу (рис. 6.39(г-е)).



Рис. 6.39. Рассчитанные (ЛЛГ) распределения намагниченности на различных этапах перемагничивания нанодиска CoPt диаметром 35 нм под действием магнитного поля зонда МСМ. Зонд расположен непосредственно над центром частицы и касается ее поверхности. Направление намагниченности в доменах показано стрелками. Границы доменов с противоположной намагниченностью обозначены пунктирной линией.

Кроме изучения динамики перемагничивания, в численных ЛЛГ расчетах мы также определяли среднюю магнитную энергию диска для того, чтобы сравнить барьеры перемагничивания в однородном магнитном поле (ΔE_{hom}) и для перемагничивания в неоднородном поле МСМ зонда (ΔE_{tin}). ЛЛГ моделирование показало, что перемагничивание дисков CoPt диаметром 35 нм в однородном поле происходит посредством когерентного вращения намагниченности. В расчетах мы увеличивали амплитуду внешнего поля до тех пор, пока не начинался процесс перемагничивания, и в этот момент определяли критическое поле и величину $E_{\rm hom}^*$ магнитной энергии В критическом состоянии Величина барьера перемагничивания вычислялась как разность между энергией в критическом состоянии E_{hom}^* и энергией в начальном состоянии E_0

$$\Delta E_{\rm hom} = E_{\rm hom}^* - E_0.$$
 (6.51)

С другой стороны, мы также рассчитывали энергетический барьер для перемагничивания нанодисков CoPt диаметром 35 нм в неоднородном поле сферического MCM зонда с эффективным радиусом 30 нм. В данных модельных расчетах радиус зонда R_t фиксировался, а величина магнитного момента зонда увеличивалась только за счет увеличения параметра намагниченности в насыщении M_t , так что геометрия данного численного эксперимента не изменялась. В момента начала перемагничивания определялась величина энергии в критическом состоянии E_{tip}^* . Величина барьера перемагничивания в неоднородном поле зонда рассчитывалась аналогичным образом

$$\Delta E_{\rm tip} = E_{\rm tip}^* - E_0 \,. \tag{6.52}$$

Численные оценки, основанные на ЛЛГ расчетах, показали, что, во-первых, средняя по частице Z-компонента критического поля зонда, вызывающего перемагничивание диска, меньше, чем аналогичное критическое однородное поле, а во вторых, энергетический барьер для перемагничивания нанодиска в критическом поле MCM зонда существенно ниже, чем барьер для его перемагничивания во внешнем критическом однородном поле. Так, например, для 35 нм CoPt частицы с константой анизотропии $K = 8 \, 10^6$ эрг/см³ энергетический барьер перемагничивания в

поле МСМ зонда составлял $\Delta E = 5,7 \ 10^{-11}$ эрг, в то время как барьер перемагничивания в однородном поле был равен $\Delta E = 11,7 \ 10^{-11}$ эрг.

6.4. Выводы

Таким образом, основные результаты данной главы могут быть сформулированы следующим образом.

Проведены расчеты по оптимизации геометрических параметров зондов магнитно-силового микроскопа ДЛЯ исследования массивов сверхмалых ферромагнитных наночастиц. Рассмотрены зонды в виде малых магнитных наконечников сферической, конической, параболической и цилиндрической формы; зонды бесконечной длины конической, параболической и цилиндрической формы; зонд параболической формы, покрытый слоем ферромагнетика; конический зонд со сферическим сегментом на конце, покрытый слоем ферромагнитного материала. Показано, что для зондов любой формы существуют оптимальные геометрические параметры, обеспечивающие максимальный МСМ контраст, при этом величина контраста в максимуме определяется не только параметрами зонда и высотой сканирования, но и структурой полей рассеяния, создаваемых исследуемым объектом.

Проанализированы факторы, влияющие на пространственное разрешение в МСМ измерениях. Показано, что наблюдаемое в реальном МСМ эксперименте разрешение также существенно зависит не только от параметров зонда, но и от условий эксперимента, и от размеров тестируемых частиц.

Проведен сравнительный анализ интенсивности и пространственной структуры магнитных полей, создаваемых МСМ зондами в виде наконечников различной формы, который показал, что наиболее оптимальную конфигурацию магнитного поля имеет зонд цилиндрической формы.

Проведены теоретические расчеты оптимальных параметров системы записи информации на основе массива ферромагнитных частиц и магнитно-силового микроскопа, проанализированы условия, необходимые для реализации процессов записи, хранения и считывания информации. Построены диаграммы допустимых параметров: расстояние между частицами - размер зонда, при которых реализуется такая система записи. Показано, что при характерных размерах частиц ~ 10 нм,

коэрцитивности частиц и зонда порядка 1 кЭ в такой системе может быть реализована плотность записи на уровне 500 Gbit/in².

Представлены результаты экспериментов, в которых изучались процессы МСМ записи информации на массивах частиц CoPt (диаметром 200 и 35 нм) с перпендикулярной магнитной анизотропией. На массиве частиц диаметром 35 нм (c расстоянием частицами 120 нм) экспериментально осуществлено между селективное инвертирование намагниченности отдельно выбранных элементов полем МСМ зонда, демонстрирующее возможность записи информации с плотностью на 40 Gbit/in². уровне Микромагнитное моделирование показало, что MCM перемагничивание частиц диаметром 35 нм происходит через неоднородное состояние со спиральным вихреподобным распределением намагниченности. Оценки, основанные на микромагнитных расчетах, показали, что перемагничивание данных частиц в неоднородном поле МСМ зонда имеет более низкий энергетический барьер, чем их перемагничивание во внешнем однородном магнитном поле.

Заключение

Основные результаты работы могут быть сформулированы следующим образом:

- селективного 1. Разработаны оригинальные перемагничивания методики ферромагнитных наночастиц посредством перераспределения их намагниченности под действием неоднородного поля зонда магнитно-силового микроскопа. Экспериментально продемонстрированы возможности создания неоднородных состояний в массивах наночастиц посредством индуцированных зондом изменений ориентации магнитных моментов отдельных частиц, а также посредством индуцированных зондом переходов отдельных частиц в вихревые состояния, не создающие полей рассеяния. Методики позволяют реализовать конфигурируемые источники сильно неоднородного магнитного поля и системы сверхплотной записи информации на массивах ферромагнитных наночастиц.
- 2. Методами магнитно-силовой микроскопии и микромагнитного моделирования показано, что, в зависимости от геометрических размеров, в ферромагнитных нанодисках эллиптической формы реализуются как вихревые (в том числе многовихревые), так и однородные состояния намагниченности. Для малых слабокоэрцитивных нанодисков теоретически предсказаны и экспериментально зарегистрированы распределения МСМ контраста гауссовой и кольцевой формы, обусловленные сильным магнитным взаимодействием зонда с исследуемыми частицами.
- 3. Установлено, что экспериментально наблюдаемые распределения МСМ контраста от эллиптических наночастиц, состоящих из двух слоев *Co*, разделенных немагнитной прослойкой *Si*, соответствуют двум устойчивым состояниям с ферромагнитной и антиферромагнитной упорядоченностью магнитных моментов в соседних слоях *Co*. Эксперименты по перемагничиванию таких частиц зондом МСМ показали, что воздействие поля зонда приводит к ориентационным переходам двух типов: переходам из ферромагнитной в антиферромагнитную конфигурацию за счет переориентации намагниченности верхнего слоя и переходам с изменением ориентации магнитного момента в обоих ферромагнитных слоях.

- 4. В круглых нанодисках, состоящих из трех слоев ферромагнетика, разделенных немагнитными прослойками, впервые экспериментально зарегистрировано спиральное распределение МСМ контраста, соответствующее неколлинеарной (геликоидальной) конфигурации магнитных моментов, обусловленной магнитостатическим взаимодействием между ферромагнитными слоями.
- 5. Разработана методика локального селективного перемагничивания однородно намагниченных эллиптических ферромагнитных наночастиц посредством несимметричного возмущения распределения намагниченности неоднородным полем зонда магнитно-силового микроскопа. Экспериментально показана возможность ориентационных переходов между однородными состояниями с противоположным направлением намагниченности под действием поля МСМ зонда.
- 6. В эллиптических ферромагнитных наночастицах экспериментально осуществлены индуцированные зондом МСМ обратимые переходы между состояниями с однородным и вихревым распределениями намагниченности. Впервые показана возможность управления направлением завихренности эллиптического магнитного вихря в процессе перехода из однородного состояния в вихревое, обусловленная нарушением симметрии распределения намагниченности частицы в неоднородном поле зонда.
- 7. Разработана методика локального перемагничивания нанодисков с перпендикулярной магнитной анизотропией посредством однократного касания диска зондом МСМ. Микромагнитным моделированием показано, что индуцированный зондом процесс перемагничивания таких нанодисков осуществляется через неоднородное вихреподобное состояние, характеризуемое более низким энергетическим барьером по сравнению с однородными модами перемагничивания во внешнем однородном магнитном поле.
- 8. Разработана методика расчета эффективных параметров шероховатостей, характеризующих рассеяние рентгеновского излучения, непосредственно по АСМ профилям поверхности без использования каких-либо априорных и модельных представлений о характере неровностей рельефа. Методика позволяет прогнозировать по АСМ профилям малоугловое отражение

- 9. Разработан метод изготовления подложек сложной формы посредством репликации эталонных поверхностей с помощью тонких полимерных слоев на основе анаэробных акриловых композитов. Методами АСМ показано, что среднеквадратичной шероховатости разность значений поверхности полимерных реплик и эталонных поверхностей не превышает 0,2 нм. Изготовление тестовых плоских рентгеновских зеркал и параболических коллиматоров показало, что оптические элементы, изготовленные при одних и тех же условиях на комбинированных подложках полимер-стекло и на кремниевых имеют близкие стандартных подложках, отражательные характеристики.
- 10. Разработана методика регистрации спектральных зависимостей локального фототока в полупроводниковых структурах с высоким пространственным разрешением с помощью сканирующего туннельного микроскопа. Исследованы СТМ спектры фототока в гетероструктурах *In_xGa_{1-x}As/GaAs* с квантовыми ямами и квантовыми точками, расположенными на различной глубине относительно приповерхностной области пространственного заряда. Для квантовых точек *InAs*, выращенных на поверхности образца, получены спектры фототока, содержащие особенности, обусловленные переходами носителей между подзонами размерного квантования в смачивающем слое *InAs*, а также между уровнями размерного квантования в квантовых точках.

В заключение выражаю искреннюю благодарность своим научным консультантам Сергею Викторовичу Гапонову, Николаю Николаевичу Салащенко и Андрею Александровичу Фраерману за постоянное внимание к исследованиям, выполненным в рамках данной диссертационной работы, и многочисленные плодотворные обсуждения на всех этапах моей работы над диссертацией.

Выражаю огромную благодарность всем моим многочисленным соавторам -В.Я.Алешкину, А.Д.Ахсахаляну, А.А.Ахсахаляну, Ю.А.Битюрину, А.В.Бирюкову, С.Н.Вдовичеву, Д.Г.Волгунову, А.К.Воробьеву, Н.В.Востокову, С.В.Гапонову, А.А.Гудкову, С.А.Гусеву, Б.А.Грибкову, В.М.Данильцеву, И.А.Дорофееву, В.Ф.Дряхлушину, Ю.Н.Дроздову, О.Л.Ермолаевой, П.А.Ждану, М.В.Зориной, С.Ю.Зуеву, И.Р.Каретниковой, И.А.Каськову, А.Ю.Климову, Е.Б.Клюенкову, Р.Е.Кононову, Н.А.Коротковой, З.Ф.Красильнику, М.Г.Кузеванову, А.Ю.Лукьянову, Д.В.Мастерову, Л.А.Мазо, А.В.Мурелю, И.М.Нефедову, Д.С.Никитушкину, Ю.Н.Ноздрину, А.И.Панфилову, Г.Л.Пахомову, Е.Е.Пестову, А.А.Петрухину, Ю.Я.Платонову, Н.И.Полушкину, Д.Г.Ревину, В.В.Рогову, Н.Н.Салащенко, М.В.Сапожникову, М.А.Силаеву, Л.А.Суслову, С.А.Трескову, О.Г.Удалову, А.А.Фраерману, А.И.Харитонову, О.И.Хрыкину, В.И.Шашкину, В.Б.Шевцову, И.А.Шерешевскому, А.Б.Шубину, и зарубежным партнерам -C.Binns, J.Chang, S.H.Chun, M.N.Haidl, S.H.Han, B.Hjorvarsson, H.J.Kim, E.K.Kim, W.Y.Kim, H.Koo, H.Yi, J.Suh, W.Park, K.V.Rao, H.Zabel, за плодотворное сотрудничество.

А также благодарю весь коллектив ИФМ РАН за доброжелательную атмосферу сотрудничества, поддерживаемую в институте и оказавшую существенную помощь при выполнении исследований в рамках данной работы.

Особую благодарность выражаю своей семье за помощь и моральную поддержку.

Литература

[1] Binnig, G. Scanning tunneling microscopy / G.Binnig, H.Rohrer // Helvetica Physica
 Acta. – 1982. - V.55. - № 6. - P. 726 – 735.

[2] 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.

[3] Pohl, D.W. Optical spectroscopy: image recording with resolution $\lambda/20$ / D.W.Pohl, W.Denk, M.Lanz // Applied Physics Letters. – 1984. - V.44. - P.651 – 653.

[4] Durig, U. Near-field optical-scanning microscopy / U.Durig, D.W.Pohl, F.Rohrer // Journal of Applied Physics. – 1986. – V.59 (10). – P.3318-3327.

[5] Matey, J.R. Scanning capacitance microscopy / J.R.Matey, J.Blanc // Journal of Applied Physics. – 1985. - V.57. - № 5. - P.1437–1444.

[6] Williams, C.C. Scanning thermal profiler / C.C.Williams, H.K.Wickramasinghe //
 Applied Physics Letters. – 1986. - V.49. – P.1587-1589.

[7] Binnig, G. Atomic force microscope / G.Binnig, C.F.Quate, Ch.Gerber // Physical Review Letters. – 1986. - V.56. - № 9. - P. 930 – 933.

[8] Martin Y. Magnetic imaging by "force microscopy" with 1000 Å resolution / Y.
 Martin and H. K. Wickramasinghe // Applied Physics Letters. – 1987. - V.50. - № 20. P.1455-1457.

[9] Bell, L.D. Observation of interface band structure by ballistic-electron-emission microscopy / L.D.Bell, W.J.Kaiser // Physical Review Letters. - 1988. - V.61. – P.2368-2371.

[10] Takata, K. Tunneling acoustic microscope / K.Takata, T.Hasegawa, S.Hosaka,
 S.Hosoki, T.Komoda // Applied Physics Letters. – 1989. - V.55. – P.1718-1720.

[11] Блохинцев Д.И. Основы квантовой механики. // Москва, "Наука", 1983 г.

[12] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика том 3 - Квантовая механика.// М.: Физматгиз, 1963.

[13] Simons J.G. Generalized formula for the electric tunnel effect between similar electrodes separated by a thin insulating film / J.G.Simons // Journal of Applied Physics. - 1963. - V.34. - P.1793.

[14] Simons J.G. Electric tunnel effect between dissimilar electrodes separated by a thin insulating film / J.G.Simons // Journal of Applied Physics. – 1963. – V.34. – P.2581.

[15] "Туннельные явления в твердых телах" под ред. Э.Бурнштейна и С.Лундквиста. Москва, Мир, 1973, 422 с.

[16] Елинсон М.Н., Васильев Г.Ф. – Автоэлектронная эмиссия, М. : Физ. мат. лит.,
1958, 270 с.

[17] Tersoff, J. Theory and application for scanning tunneling microscope. / J. Tersoff and D. R. Hamann // Physical Review Letters. – 1983. - V.50. - P.1998-2001.

[18] Tersoff, J. Theory of the scanning tunneling microscope. / J. Tersoff and D. R.Hamann // Physical Review B. – 1985. - V.31. – P.805-813.

[19] Tersoff, J. Method for the calculation of scanning tunneling microscope images and spectra. / J. Tersoff // Physical Review B. – 1989. - V.40. – P.11990-11993.

[20] Пикус Г.Е. – Основы теории полупроводниковых приборов. // М.: Наука, 1965, 448 с.

[21] Duke C.B. - "Tunneling in solids", Academic Press, New York, 1969, 353 p.

[22] В.Я.Демиховский, Д.О.Филатов / Исследование электронных состояний в низкоразмерных структурах методами сканирующей зондовой микроскопии // Издво ННГУ, Нижний Новгород, 2007, 89 с.

[23] Бараш Ю.С. - "Силы Ван-дер-Ваальса", М: "Наука", 1988, 344 с.

[24] Saint Jean, M. Van der Waals and capacitive forces in atomic force microscopies. /
M.Saint Jean, S.Hudlet, C.Guthmann, J.Berger // Journal of Applied Physics. –
1999. - V.86. - P.5245–5248.

[25] Meyer, G. Novel optical approach to atomic force microscopy. / Meyer G., Amer N.M. // Applied Physics Letters. - 1988. - V.53. - P.1045-1047.

[26] Alexander, S. An atomic-resolution atomic-force microscope implemented using an optical lever. / Alexander S., Hellemans L., Marti O., Schneir J.J., Elings V., Hansma P.K., Longmire M., Gurley J. // Journal of Applied Physics. - 1989. - V.65. - P.164.

[27] Albrecht T.R., Akamine S., Carver T.E., Quate C.F. // Journal Vacuum Science and Technology A. - 1990. – V.8. - P.3386–3396.

[28] Биргер, И.А. Шорр Б.Ф., Иосилевич Г.Б. – Расчет на прочность деталей машин. // М.: Машиностроение, 1979, 702 с.

[29] Accessories Catalogue, NT-MDT Company.

[30] Sarid D. - "Exploring scanning probe microscopy with "Mathematica"", John Wiley& Sons, Inc., New York, 1997, 262 p.

[31] Горелик Г.С. - Колебания и волны, М.: Физматлит, 2008, 655 с.

[32] 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.

[33] Cleveland, J.P. Energy dissipation in tapping-mode atomic force microscopy. /
 J.P.Cleveland, B.Anczykowski, A.E.Schmid, V.B.Elings // Applied Physics Letters. –
 1998 - V.72. – P.2613–2615.

[34] Tamayo, J. Relationship between phase shift and energy dissipation in tapping-mode atomic force microscopy. / J.Tamayo, R.Garcia // Applied Physics Letters. – 1998. - V.73. – P.2926–2928.

[35] Tamayo, J. Energy dissipation in tapping-mode atomic force microscopy with low quality factors. / J.Tamayo // Applied Physics Letters. – 1999. - V.75. – P.3569–3571.

[36] Интернет-сайт компании НТ-МДТ: <u>http://www.ntmdt.ru/</u>

[37] Martin, Y. High resolution magnetic Imaging of domain in TbFe by force microscopy. / Martin Y., Rugar D., Wickramasinghe H.K. // Applied Physics Letters. – 1988. - V.52. - P.244-248.

[38] Porthum, S. Magnetic force microscopy of thin film media for high density magnetic recording. / Porthum S., Abelmann L., Lodder C. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 1998. - V.182. - P.238-273.

[39] Folks, L. The use of MFM for investigating domain structures in modern permanent magnet materials. / Folks L., Woodward R.C. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 1998. - V.190. - P.28–41.

[40] Koblischka, M.R. Recent advances in magnetic force microscopy. / Koblischka
 M.R., Hartmann U. // Ultramicroscopy. – 2003. - V.97. - P.103–112.

[41] Coffey, M.W. Magnetic force microscopy of superconductors. / Coffey M.W. // International Journal of Engineering Science. – 1998. - V.36. - P.1493-1509.

[42] Martin, J.I. Ordered magnetic nanostructures: fabrication and properties. / Martin J.I.,

Nogues J., Liu K., Vicent J.L., Schuller I.K // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2003. - V.256. - P.449–501.

[43] Dahlberg, E.D. Magnetic Microscopies: The New Additions. / Dahlberg E.D.,
Proksch R. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 1999. - V.200. - P.720–
728.

[44] Freeman, M.R. Advances in Magnetic Microscopy. / Freeman M.R., Choi B.C. //Science. – 2001. - V.294. - P.1484–1488.

[45] Бухараев, А.А. Диагностика поверхности с помощью сканирующей силовой микроскопии. / Бухараев А.А., Овчинников Д.В., Бухараева А.А. // Заводская лаборатория. – 1997. - №5. - С.10–27.

[46] Rugar, D. Magnetic Force Microscopy: General Principles and Application to Longitudinal Recording Media. / Rugar D., Mamin H.J., Guethner P., Lambert S.E., Stern J.E., McFadyen I., Yogi T. // Journal of Applied Physics. – 1990. - V.68. - P.1169-1183.

[47] Grütter P., Mamin H.J., Rugar D. Magnetic Force Microscopy (MFM) in Scanning Tunneling Microscopy II. Further Applications and Related Scanning Techniques (Eds. Wiesendanger R., Güntherodt H.-J.) / Springer-Verlag. Berlin. - 1993. - P. 151-207.

[48] Schönenberger, C. Understanding Magnetic Force Microscopy. / Schönenberger C., Alvarado S.F. // Zeitschrift für Physik B: Condensed Matter. – 1990. - V.80. - P.373-383.

[49] Wadas, A. Theoretical Approach to Magnetic Force Microscopy. / Wadas A., Grütter P. // Physical Review B. – 1989. - V.39. - P.12013-12017.

[50] Gomez, R.D. Magnetic Imaging in the Presence of an External Field: Technique and applications. / Gomez R.D., Mayergoyz I.D., Burke E.R. // Journal of Applied Physics. – 1996. - V.79. - P.6441-6446.

[51] Bradbury, D.L. Interpretation of Low-Coercivity Tip Response in MFM Imaging. /
Bradbury D.L., Folks L., Street R. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. –
1998. - V.177-181. - P.980-981.

[52] Memmert, U. Ultrahigh Vacuum Magnetic Force Microscopy: Domain Imaging on
In Situ Grown Fe(100) Thin Films. / Memmert U., Leinenbach P., Lösch J., Hartmann U.
// Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 1998. - V.190. - P.124-129.

[53] Callaghan F. D., Turner R. J., Walmsley D. G. Cryogenic Magnetic Force

Microscope // AIP Conference Proceedings 696, Scanning Tunneling

Microscopy/Spectroscopy and Related Techniques: 12-th International Conf., (2003) P.188-195.

[54] Ovchinnikov D. V., Bukharaev A. A. The Computer Analysis of MFM Images of Separate Ferromagnetic Nanoparticles // AIP Conference Proceedings 696, Scanning Tunneling Microscopy/Spectroscopy and Related Techniques: 12th International Conf., (2003) P.634-640.

[55] Meyer E., Heinzelmann H. Scanning Force Microscopy (SFM) in ScanningTunneling Microscopy II. Further Applications and Related Scanning Techniques (Eds.Wiesendanger R., Güntherodt H.-J.) / Springer-Verlag. Berlin. 1993. P. 99-149.

[56] Schaffer, T.E. Magnetic force gradient mapping. / Schaffer T.E., Radmacher M.,

Proksch P. // Journal of Applied Physics. - 2003. - V.94. - P. 6525-6532.

[57] Wadas, A. Magnetostatic Interaction Studied by Force Microscopy in Ultrahigh
Vacuum. / Wadas A., Dreyer M., Löhndorf M., Wiesendanger R. // Applied Physics A. –
1997. - V.64. - P.353–355.

[58] Бухараев, А.А. Исследование микромагнетизма и перемагничивания

наночастиц Ni с помощью магнитного силового микроскопа. / Бухараев А.А.,

Овчинников Д.В., Нургазизов Н.И., Куковицкий Е.Ф., Кляйбер М., Вейзендангер Р. // Физика Твердого Тела. – 1998. - Т.40. - №7. - С.1277–1283.

[59] Proksch, R. High field magnetic force microscopy. / Proksch R., Runge E, Hansma P.K., Foss S., Walsh B. // Journal of Applied Physics. – 1995. - V.78. - P.3303-3307.

[60] Gomez, R.D. Magnetic Imaging in The Presence of External Fileds: Technique and Applications. / Gomez R.D., Burke E.R., Mayergoyz I.D. // Journal of Applied Physics. – 1996. - V.79. - P.6441–6446.

[61] Meloa, L.V. Magnetic dynamic behavior of nanomagnets studied by Magnetic Force Microscopy with external field. / Meloa L.V., Brogueira P. // Materials Science and Engineering. – 2003. - V. C 23. - P.935–938.

[62] Temiryazev, A.G. Surface domains in inhomogeneous yttrium iron garnet. /
 Temiryazev A.G., Tikhomirova M.P., Fedorov I. // Journal of Magnetism and Magnetic
 Materials. – 2003. - V.258-259. - P.580-582.

[63] Ovchinnikov, D.V. In situ MFM Investigation of Magnetization reversal in Co Patterned Microstuctures. / Ovchinnikov D.V., Bukharaev A.A., Borodin P.A.,

Biziaev D.A. // Physics of Low-Dimensional Structures. - 2001. - N. 3/4. - P.103-108.

[64] Demidov V. E. MFM Study of Locally Modified Interlayer Exchange Coupling in

Fe/Cr/Fe Trilayers. / Demidov V. E., Kholin D. I., Demokritov S. O., Hillebrands

B., Wegelin F., Marien J., Alexeev A. M., Efimov A. E. // AIP Conference Proceedings

696, Scanning Tunneling Microscopy/Spectroscopy and Related Techniques: 12th International Conf., (2003) P.623-628.

[65] Löhndorf, M. Micromagnetic properties and magnetization switching of single domain Co dots studied by magnetic force microscopy. / Löhndorf M., Wadas A.,
Lütjering G., Weiss D., Wiesendanger R. // Zeitschrift für Physik B: Condensed Matter. – 1996. - V.101. - P.1–2.

[66] Hobbs, P.C.D. Magnetic force microscopy with 25 nm resolution. / Hobbs P.C.D.,
Abraham D.W., Wickramasinghe H.K. // Applied Physics Letters. –
1989. - V.55. - P.2357-2359.

[67] Hartmann, U. Analysis Observation of Bloch wall fine structures by magnetic force microscopy. / Hartmann U. // Physical Review B. – 1989 - V.40. - N.10. - P.7421-7424.

[68] Boef, A.J. Preparation of Magnetic Tips for Scanning Force Microscope. / Boef A.J. // Applied Physics Letters. – 1990. - V.56. - N.20. - P.2045–2047.

[69] Van Schendel, P.J.A. A method for the calibration of magnetic force microscopy tips.

/ Van Schendel P.J.A., Hug H.J., Stiefel B., Martin S., Güntherodt H.-J. // Journal of Applied Physics. – 2000. - V.88. - N.1. - P.435-445.

[70] Memmert, U. Probes for magnetic force microscopy imaging of soft magnetic samples. / Memmert U., Müller A. N., Hartmann U. // Measurement Science and Technology. – 2000. - V.11. - P.1342–1347.

[71] Koblischka, M.R. Improvements of the lateral resolution of the MFM technique. /
Koblischka M.R., Hartmann U., Sulzbach T. // Thin Solid Films. – 2003. - V.428. - P.
93–97.

[72] Phillips, G. N. High resolution magnetic force microscopy using focused ion beam modified tips. / Phillips G. N., Siekman MAbelmann., L., Lodder J. C. // Applied Physics Letters. – 2002. - V.81. - N.5. - P.865-867.

[73] Litvinov, D. Orientation-sensitive magnetic force microscopy for future probe storage applications. / Litvinov D., Sakhrat Khizroeva S. // Applied Physics Letters. – 2002. - V.81. - N.10. - P.1878-1880.

[74] Gao, L. Focused ion beam milled CoPt magnetic force microscopy tips for high resolution domain images. / Gao L.; Yue L.P.; Yokota T.; Skomski R.; Liou S.H.; Takahoshi H.; Saito H.; Ishio S. // IEEE Transactions on Magnetics. –
2004. - V.40. - No.4. – P.2194-2196.

[75] Ruhrig, M. Magnetic force microscopy using electron-beam fabricated tips. / RuhrigM., Porthum S., Lodder J.C. // Review of Scientific Instruments. –

1994. - V.65. - N.10. - P.3224-3228.

[76] Koblischka, M.R. Resolving magnetic nanostructures in the 10-nm range using MFM at ambient conditions. / Koblischka M.R., Hartmann U., Sulzbach T. // Material Science and Engineering. – 2003. - V. C23. - P.747–751.

[77] Deng, Z. Metal-coated carbon nanotube tips for magnetic force microscopy. / Deng
Z., Yenilmez E., Leu J., Hoffman J.E., Straver E., Dau H., Moler K.A. // Applied Physics
Letters. - 2004. - V.85. - N.25. - P.6263-6265.

[78] Yoshida, N. Improvement of MFM tips using Fe-alloy-capped carbon nanotubes. /

Yoshida N., Arie T., Akita S., Nakayama Y. // Physica B. - 2002. - V.323. - P.149-150.

[79] Kuramochi, H. A magnetic force microscope using CoFe-coated carbon nanotube

probes. / Kuramochi H., Uzumaki T., Yasutake M., Tanaka A., Akinaga H., Yokoyama H. // Nanotechnology. - 2005. - V.16. - P.24-27.

[80] Winkler, A. Magnetic force microscopy sensors using iron-filled carbon nanotubes. / Winkler A., Muhl T., Menzel S., Koshuharova-Koseva R., Hampel S., Leonard A.,

Buchner B. // Journal of Applied Physics. - 2006. - V.99. - P.104905-1-5.[81] Arie, T. Quantitative analysis of the magnetic properties of a carbon nanotube probe

in magnetic force microscopy. / Arie T., Yoshida N., Akita S., Nakayama Y. // Journal Physics D: Applied Physics. - 2001. - V.34. - P. L43-L45.

[82] Arie, T. Carbon-Nanotube Probe Equipped magnetic Force Microscope. / Arie T., Nishijima H., Akita S., Nakayama Y. // Journal Vacuum Science and Technology B. – 2000. - V.18. - N.1. - P.104–106.

[83] Hopkins, P.F. Superparamagnetic magnetic force microscopy tips. / Hopkins P.F.,

Moreland J., Malhotra S.S., Liou S.H. // Journal of Applied

Physics. - 1996. - V.79. - N.8. - P.6448-6450.

[84] Vellekoop, S.J.L. On the determination of the internal magnetic structure by magnetic force microscopy. / Vellekoop S.J.L., Abelmann L., Prothun S., Lodder C. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 1998. - V.190. - P.148-151.

[85] Hug, H.J. Quantitative magnetic force microscopy on perpendicularly magnetized samples Hug H.J., Stiefel B., van Schendel P. J. A., Moser A. // Journal of Applied Physics. – 1998. - V.83. - N.11. - P. 5609-5620.

[86] Vellekoop, S.J.L. Calculation of Playback Signals from MFM Images Using Trnsfer Functions. / Vellekoop S.J.L., Abelmann L., Prothun S., Lodder J.C., Miles J.J. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 1999. - V.193. - P.474-478.

[87] Saito, H. Description of Magnetic Force Microscopy by Three-Dimensional Tip Green's Function for Sample Magnetic Charges. / Saito H., Chen J., Ishio S. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 1999. - V.191. - P.153–161.

[88] Zhu, J.-G. Magnetic Force Microscopy Image Restoration Technique for Removing
Tip Dependence. / Zhu J.-G., Lin X., Shi R.C. // Journal of Applied Physics. –
1998. - V.83. - N.11. - P.6223–6225.

[89] Ovchinnikov, D.V. Determination of Micromagnetic Structure of Ferromagnetic Patterns on The Basis of Experimental MFM-images and Computer Simulation. / Ovchinnikov D.V., Bukharaev A.A. // Physics of Low-Dimensional Structures. – 2002. - N.5/6. - P.1–6.

[90] Tomlinson, S.L. Micromagnetic Model for Magnetic Force Microscopy Tips. /
Tomlinson S.L., Farley A.N. // Journal of Applied Physics. –
1997. - V.81. - N.8. - P.5029–5031.

[91] Alexeev, A. Remanent state studies of elliptical magnetic particles. / Alexeev A.,
Bykov V.A., Popkov A.F., Polushkin N.I., Korneev V.I. // Journal of Magnetism and
Magnetic Materials. – 2003. – V. 258-259. - P. 42-44.

[92] Dao, N. Micromagnetics Simulation of Nanoshaped Iron Elements: Comparison with Experiment. / Dao N., Homer S.R., Whittenburg S.L. // Journal of Applied Physics. – 1999. - V.86. - N.6. - P.3262–3264.

[93] Овчинников, Д.В. Компьютерное моделирование МСМ изображений в рамках статической модели распределения намагниченности и диполь-дипольного взаимодействия. / Овчинников Д.В., Бухараев А.А. // Журнал Технической Физики. – 2001. - Т.71. - №8. - С.85–91.

[94] Браун У.Ф. Микромагнетизм / М.: Наука. 1979. 160 С.

[95] Hartmann U. Point dipole approximation in magnetic force microscopy. /

Hartmann U. // Physics Letters A. - 1989. - V.137. - P.475-478.

[96] Kebe, Th. Calibration of magnetic force microscopy tips by using nanoscale currentcarrying parallel wires. / Kebe Th., Carl A. // Journal of Applied Physics. – 2004. - V. 95. - N.3. - P.775-792. [97] Lohau, J. Quantitative determination of effective dipole and monopole moments of magnetic force microscopy tips. / J.Lohau, S.Kirsch, A.Carl, G.Dumpich,

E.F.Wassermann // Journal of Applied Physics. – 1999. - V.86. - № 6. - P.3410–3417.

[98] Labrune, M. Stripe Domains in Multilayers: Micromagnetic Simulations. /

Labrune M., Belliard L. // Physica Status Solidi A. - 1999. - V.174. - P.483-497.

[99] Ridley, P.H.W. Investigation of magnetization behavior in nanoelements using the finite element method. / Ridley P. H. W., Roberts G. W., Chantrell R. W. // Journal of Applied Physics. – 2000. - V.87. - N.9. - P.5523-5525.

[100] Usov, N.A. Theory of giant magneto-impedance effect in amorphous wires with different types of magnetic anisotropy. / Usov N.A., Antonov A.S., Lagar'kov A.N. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 1998. - V.185. - P.159–173.

[101] Natali, M. In-plane reversal mechanisms in circular Co dots. / Natali M.,

Prejbeanu I.L., Buda L.D., Lebib A., Chen Y., Ounandjela K. // Journal of Applied Physics. – 2002. – V.91. - N.10. - P.7343-7345.

[102] Дряхлушин, В.Ф. Зонд сканирующего ближнепольного оптического микроскопа. / В.Ф.Дряхлушин, А.Ю.Климов, В.В.Рогов, С.А.Гусев –// Приборы и техника эксперимента. – 1998. - № 2. - С.138-139.

[103] Панов, В.И. Сканирующая туннельная микроскопия и спектроскопия поверхности / В.И.Панов // Успехи Физических Наук. – 1988. - Т.155. - № 1. - С.155 – 158.

[104] Эдельман, В.С. Сканирующая туннельная микроскопия / В.С.Эдельман // Приборы и техника эксперимента. – 1989. - № 5. - С. 25 – 49.

[105] Эдельман, В.С. Развитие сканирующей туннельной и силовой микроскопии / В.С.Эдельман // Приборы и техника эксперимента. – 1991. - № 1. - С. 24 – 42.

[106] Магонов, С.Н. Сканирующая силовая микроскопия полимеров и родственных материалов / С.Н.Магонов // Высокомолекулярные соединения. – 1996. - Т.38. - №1.
- С. 143 – 182.

[107] Быков, В.А. Сканирующая зондовая микроскопия для науки и промышленности / В.А.Быков, М.И.Лазарев, С.А.Саунин // Электроника: наука, технология, бизнес. – 1997. - № 5. - С. 7 – 14.

[108] "Сканирующая зондовая микроскопия биополимеров" (Под редакцией И.В.Яминского), М.: Научный мир, 1997, 86 с.

[109] Володин, А.П. Новое в сканирующей микроскопии / А.П.Володин // Приборы и техника эксперимента. – 1998. - № 6. - С. 3 – 42.

[110] Яминский, И.В. Сканирующая зондовая микроскопия: библиография / И.В.Яминский, В.Г.Еленский // Москва. - Научный мир. – 1997. - 318 С.

[111] 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.

[112] Арутюнов, П. А. Параметры шероховатости по данным измерений атомносилового микроскопа / П. А. Арутюнов, А. Л. Толстихина, В.Н.Демидов // Микроэлектроника. – 1998. – Т.27. – Вып.6. – С.431-439.

[113] Арутюнов, П. А. Сканирующая зондовая микроскопия (туннельная и силовая) в задачах метрологии и наноэлектроники / П. А. Арутюнов, А. Л. Толстихина // Микроэлектроника. – 1997. – Т.26. – Вып.6. – С.426-439.

[114] Almqvist, N. Fractal analysis of scanning probe microscopy images / N. Almqvist// Surface Science. – 1996. –V. 355. – P.221-228.

[115] Arnault, J. C. Roughness fractal approach of oxidized surfaces by AFM and diffuse X-ray reflectometry measurements / J.C.Arnault, A.Knoll, E.Smigiel, A.Cornet // Applied Surface Science. – 2001.-V. 171.-P.189-196.

[116] Spanos, L. Investigation of roughened silicon surface using fractal analysis. 1. Two-dimensional variation method / L. Spanos, E. A. Irene // Journal Vacuum Science and Technology. – 1994. - V. A12. - P.2646-2652.

[117] 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.

[118] 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.

[119] 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.

[120] Aue, J. Influence of atomic force microscope tip-sample interaction no the study of scaling behavior / J. Aue, J. Th. M. De Hosson // Applied Physics Letters. – 1997. – V.71. – P.1347-1349.

[121] 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.

[122] 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.

[123] Villarubia, J. S. Morphological estimation of tip geometry for scanned probe microscopy / J. S. Villarubia // Surface Science. – 1994. – V.321. – P.287-300.

[124] 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.

[125] 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.

[126] 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.

[127] Parratt, L. G. Surface studies of solids by total reflection of x-rays / L. G. Parratt // Physical Review. – 1954. - V. 35. - P.359-369.

[128] Nevot, L. Characterisation des surfaces par reflection rasante de rayon X.

Application a l'etude du polissage de quelque verres silicates / L. Nevot, P. Croce // Revue de Physique Appliquée. - 1980. - V. 15. - P. 761-779.

[129] 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.

[130] 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. [131] 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.

[132] Rausher, M. Small angle x-ray scattering under grazing incidence: the cross section in the distorted-wave Born approximation / M. Rausher, T. Salditt, H. Spohn // Physical Review B. – 1995. - V. 52. - P. 16855-16863.

[133] De Boer, D. K. G. Probing interface roughness by x-ray scattering / D.K.G. de Boer // Physica B. – 1996. - V. 221. - P.18-26.

[134] Tolan, M. X-ray scattering with partial coherent radiation: The exact relationship between "resolution" and "coherence" / M. Tolan, S. K. Sinha // Physica B. – 1998. - V.
248. - P.399-404.

[135] 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.

[136] Chkhalo, N. I. Al/Al₂O₃: 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.

[137] Протопопов, В. В. Сравнительные измерения шероховатости подложек рентгеновских зеркал методами рентгеновской рефлектометрии и сканирующей зондовой микроскопии / В. В. Протопопов, К. А. Валиев, Р. М. Имамов // Кристаллография. – 1997. – Т. 42. – С.747-754.

[138] Протопопов, В. В. Измерение пространственного распределения шероховатости сверхгладких поверхностей и дефектов многослойных рентгеновских зеркал / В. В. Протопопов, К. А. Валиев, Р. М. Имамов // Поверхность. Рентгеновские и синхротронные исследования. – 1999. – Т.1. – С.111-119.

[139] Chkhalo, N. I. Ultradispersed diamond powders of detonation nature for polishing X-ray mirrors / N. I. Chkhalo, M. V. Fedorchenko, E. P. Kruglyakov, A. I. Volokhov, K. S. Baradoshkin, V. F. Komarov, S. I. Kostyukov, E. A. Petrov // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – 1995. – V.359. – P.155-156.

[140] 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.

[141] 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, Yu. S. Krivonosov // Applied Optics. – 1999. - V. 38. - P.684-689.

[142] Stone, V.W. Roughness of free surface of bulk amorphous polymers as studied by x-ray surface scattering / V.W. Stone, A.M. Jonas, B. Nysten, R. Legras // Physical Review B. – 1999. - V. 60. - P.5883-5894.

[143] Grafsrtröm, S. Photoassisted scanning tunneling microscopy. / S. Grafsrtröm //
 Journal of Applied Physics. – 2002. – V.91. – P.1717-1753.

[144] Kronik L. Surface photovoltage phenomena: theory, experiment, and applications. /
L. Kronik, Y. Shapira // Surface Science Reports. – 1999. – V.37. – P.1-206.

[145] Abraham, D.L. Nanometer resolution in luminescence microscopy of III-V heterostructures. / D.L.Abraham, A.Veider, Ch.Schonenberg, H.P.Meier, D.J.Arent, S.F.Alvarado // Applied Physics Letters. - 1990. - V. 56. - № 16. - P. 1564 – 1566.

[146] Berndt, R. Injection luminescence from CdS (1120) studied with scanning tunneling microscopy. / R.Berndt, J.K.Gimzewski // Physical Review B. – V.45. - № 24. - P.14095 – 14099.

[147] Samuelson, L. Scanning tunneling microscope and electron beam induced luminescence in quantim wires. / L.Samuelson, A.Gustafsson, J.Lindahl, L.Montelius, M.-E.Pistol, J.-Q.Malm, G.Vermeire, P.Demeester // Journal Vacuum Science and Technology. – 1994. - V.B12. - № 4. - P.2521 – 2526.

[148] Tsuruoka, T. Light emission spectra of AlGaAs/GaAs multiquantum wells induced by scanning tunneling microscope. / T.Tsuruoka, Y.Ohizumi, S.Ushioda, Y.Ohno, H.Ohno // Applied Physics Letters. – 1998. - V.73. - № 14. - P.1544 – 1446.

[149] Hamers, R. J. Atomically resolved carrier recombination at Si(111)-7×7 surfaces /

R. J. Hamers and K. Markert // Physical Review Letters. - 1990. - V.64. - P.1051-1054.

[150] Hamers, R.J. Surface photovoltage on Si $(111) - (7 \times 7)$ probed by optically pumped scanning tunneling microscopy. R.J.Hamers, K.Markert // Journal Vacuum Science and

Technology. - 1990. - V.A8. - № 4. - P. 3524 - 3530.

[151] Glembocki, O.J. Nanoscale photovoltaic imaging using the scanning tunneling microscope. / O.J.Glembocki, E.S.Snow, C.R.K.Marrian, S.M.Prokes, D.S.Katzer // Ultramicroscopy. – 1992. - № 42. - V44. - P.764 – 770.

[152] Hiesgen, R. Nanoscale photocurrent variations at metal-modified semiconductor surfaces / R. Hiesgen and D. Meissner // Journal of Physical Chemistry B. – 1998. – V.102. – P.6549-6557.

[153] Cahill, D.G. Scanning tunneling microscopy of photoexcited carriers at the Si(001)
/ D.G. Cahill, R.J. Hamers, // Journal Vacuum Science and Technology B. – 1991. – V.9
– P.564-567.

[154] Takahashi, T. Laser irradiation effects on tunneling properties of n-type GaAs and InAs by scanning tunneling microscopy. / T.Takahashi, M.Yoshita // Applied Physics Letters. – 1996. - V.68. - № 24. - P.3479 – 3481.

[155] Cahill, D.G. Surface photovoltage of Ag on Si (111) – (7×7) by scanning tunneling microscopy. / D.G.Cahill, R.J.Hamers // Physical Review B. – 1991. - V.44. - №
3. - P.1387 – 1390.

[156] Akari, S. Photoassisted scanning tunneling spectroscopy: Preliminary results on tungsten diselenide / S. Akari, M.Ch. Lux-Steiner, M. Vogt, M. Stachel, K. Dransfeld // Journal Vacuum Science and Technology B. – 1991. – V.9.- №2. – P.561-563.

[157] Gwo, S. Cross-sectional scanning tunneling microscopy and spectroscopy of passivated III-V heterostructures. / S.Gwo, A.R.Smith, K.-J.Chao, C.K.Shih, K.Sadra, B.G.Streetman // Journal Vacuum Science and Technology. – 1994. - V.A12. - № 4. - P.2005 – 2008.

[158] Chen, H. Strain variation in InGaAsP/InGaP superlattices studied by scanning probe microscopy. / H.Chen, R.M.Feenstra, R.S.Goldman, C.Silfvenius, G.Landgren // Applied Physics Letters. – 1998. - V.72. - № 14. - P.1727 – 1729.

[159] Yamamoto, H. Cross-sectional observation of p-n GaAs multilayers by STM under laser irradiation. / H.Yamamoto, T.Takahashi // Proceedings of 10th Conference on scanning tunneling microscopy STM' 99, 19-23 July 1999, Seul, Korea, - P.287 – 288.

[160] Grober, R.D. Optical spectroscopy of GaAs/AlGaAs quantum wire structure using near-field scanning optical microscopy. / R.D.Grober, T.D.Harris, J.K.Trautman,E.Betzig, W.Wegscheider, L.Pfeiffer, K.West // Applied Physics Letters. 1994. - V.64. - № 11. - P.1421 – 1423.

[161] Ünlü, M.S. Near-field optical induced current measurements on heterostructures. /
M.S.Ünlü, B.B.Goldberg, W.D.Herzog, D.Sun, E.Towe // Applied Physics Letters. –
1995. - V.67. - № 13. - P.1862 – 1864.

[162] Леденцов, Н.Н. Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры. / Н.Н.Леденцов, В.М.Устинов, В.А.Щукин, П.С.Копьев, Ж.И.Алферов, Д.Бимберг // Физика и техника полупроводников. – 1998. – Т.32. - № 4. - С.385 - 410.

[163] Bressel-Hill, V. Island scaling in strained heteroepitaxy: InAs/GaAs (001). /
V.Bressel-Hill, S.Varma, A.Lorke, B.Z.Nosho, P.M.Petroff, W.H.Weinberg // Physical Review Letters. – 1995. - V.74. - № 16. - P.3209-3212.

[164] Bressel-Hill, V. Characterization of InP islands on InGaP/GaAs (001): Effect of deposition temperature. / V.Bressel-Hill, C.M.Reaves, S.Varma, S.P.DenBaars, W.H.Weinberg // Surface Science. – 1995. - V.341(1/2). - P.29 – 39.

[165] Cirlin, G.E. Ordering phenomena in InAs strained layer morphological transformation on GaAs (100) surface. / G.E.Cirlin, G.M.Guryanov, A.O.Golubok, N.N.Ledentsov, P.S.Kop'ev, M.Grundman, D.Bimberg // Applied Physics Letters. – 1995. - V.67. - № 1. - P.97 – 99.

[166] Голубок, А.О. Исследование квантовых точек на поверхности эпитаксиальных полупроводников А³В⁵ методом сканирующей туннельной микроскопии. / А.О.Голубок, С.А.Маслов, Н.Б.Пономарева, В.Н.Петров, С.Я.Типисев, Г.Э.Цирлин // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 1998. - № 2. - С.70 – 75.

[167] Титков, А.Н. Исследование закономерностей роста и испарения квантовых точек InAs на вицинальных поверхностях GaAs (001), разориентированных в направлении [001], методом атомно-силовой микроскопии. / А.Н.Титков // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 1998. - № 2. - С64 – 69.

[168] Бахтизин, Р.З. СТМ исследование атомарной структуры напряженных эпитаксиальных слоев InAs на поверхности GaAs (001). / Р.З.Бахтизин, К.-К.Щуе, Ю.Хасегава, Т.Сакурай // Труды всероссийского совещания "Зондовая микроскопия - 99", Н.Новгород. – 1999. - С.7-13.

[169] Hasegawa, Y. Atomic structure of faceted planes of three-dimensional InAs islands on GaAs (001) studied by scanning tunneling microscope. / Y.Hasegawa, H.Kiyama, Q.K.Xue, T.Sakurai // Applied Physics Letters. – 1998. - V.72. - №18. - P.2265 – 2267.

[170] Бахтизин, Р.З. Атомные структуры на поверхности GaAs (001), выращенной методами молекулярно-лучевой эпитаксии. / Р.З.Бахтизин, Т.Сакурай, Т.Хашицуме, К.-К.Щуе, // Успехи Физических Наук. – 1997. - Т.167. - № 11. - С.1227 - 1241.

[171] Tanaka, I. Imaging and probing electronic properties of self-assembled InAs quantum dots by atomic force microscope with conductive tip. / I.Tanaka, I.Kamiya, H.Sakaki, N.Qureshi, S.J.Allen, P.M.Petroff // Applied Physics Letters. – 1999. - V.74. - N_{2} 6. – P.844 – 846.

[172] Grundman, M. Ultranarrow luminescence lines from single quantum dots. / M. Grundman, J. Christen, N.N. Ledentsov, J. Böhrer, D. Bimberg, S.S. Ruvimov, P. Werner, U. Richter, Y. Gösele, J.Heydenreich, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov // Physical Review Letters. – 1995. - V.74. – P.4043-4046.

[173] Markmann, M. STM-cathodoluminescence of self-assembled InGaAs quantum dots. / M.Markmann, A.Zrenner, G.Böhm, G.Abstreiter // Physica Status Solidi A -Applied Research. – 1997. – V.164. – P.301-305.

[174] Lindahl, J. Stark effect in individual luminescent centers observed by tunneling luminescence. / J.Lindahl, M.-E.Pistol, L.Montelius, L.Samuelson // Applied Physics Letters. – 1996. - V.68. - № 1. - P.60 – 62.

[175] Marzin, J.-Y. Photoluminescence of single InAs quantum dots obtained by selforganized growth on GaAs. / J.-Y.Marzin, J.-M.Gerard, A.Izrael, D.Barrier, G.Bastard // Physical Review Letters. – 1994. - V.73. - № 5. - P.716 – 719.

[176] Castrillo, P. Band filling at low optical power density in semiconductor dots. /
P.Castrillo, D.Hessman, M.-E.Pistol, S.Anand, N.Carlsson, W.Seifert // Applied Physics
Letters. – 1995. - V.67. - № 13. - P. 1905 – 1907.

[177] Chavez-Pirson, A. Near-field optical spectroscopy and imaging of single InGaAs/AlGaAs quantum dots. / A.Chavez-Pirson, J.Temmyo, H.Kamada, H.Gotoh, H.Ando // Applied Physics Letters. – 1998. - V.72. - № 26. - P.3494 – 3496.

[178] Chappert, C. Planar patterned magnetic media obtained by ion irradiation / C.
Chappert, H. Bernas, J. Ferré, V. Kottler, J.-P. Jamet, Y. Chen, E. Cambril, T. Devolder, F. Rousseaux, V. Mathet, and H. Launois // Science. - 1998. - V.280. - P.1919 - 1922.
[179] Albrecht, M. Writing of high-density patterned perpendicular media with a conventional longitudinal recording head / M. Albrecht, A. Moser, C. T. Rettner, S. Anders, T. Thomson, and B. D. Terris // Applied Physics Letters. - 2002. - V.80. - P.3409 - 3411.

[180] Kryder M. H. High-density perpendicular recording—advances, issues, and extensibility / M. H. Kryder and R. W. Gustafson // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2005. – V.287. – P. 449 - 458.

[181] Richter, H. J. / H. J. Richter, A. Y. Dobin, O. Heinonen, K. Z. Gao, R. J. M. v.d.

Veerdonk, R. T. Lynch, J. Xue, D. Weller, P. Asselin, M. F. Erden, and R. M. Brockie // IEEE Transactions of Magnetics. – 2006. – V.42. – P. 2255.

[182] Moser, A. Off-track margin in bit patterned media / A. Moser, O. Hellwig, D.

Kercher, and E. Dobisz // Applied Physics Letters. - 2007. - V.91. - P. 162502.

[183] Albrecht, M. Recording performance of high-density patterned perpendicular magnetic media / M. Albrecht, C. T. Rettner, A. Moser, M. E. Best, and B. D. Terris // Applied Physics Letters. – 2002. – V.81, - P. 2875.

[184] Mitsuzuka, K. Magnetic properties of Co–Pt/Co hard/soft stacked dot arrays / K. Mitsuzuka, T. Shimatsu, H. Muraoka, H. Aoi, N. Kikuchi, O. Kitakami // Journal of Applied Physics. – 2008. – V.103. – P. 07C504 1-3.

[185] Kodama, R. H. Magnetic nanoparticles / R. H. Kodama // Journal of magnetism and magnetic materials. – 1999. – V.200. – P.359-372.

[186] 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.

[187] 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.

[188] 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.

[189] Haginoya, Chiseki. Thermomagnetic writing on 29 Gbit/in² 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.

[190] 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.

[191] Zutic, I. Spintronics: fundamentals and applications / I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma // Review of Modern Physics. – 2004. - V.76. – P.323-410.

[192] Cowburn, R. P. Room temperature magnetic quantum cellular automata / R. P.
 Cowburn and M. E. Welland // Science. – 2000. – V.287 P.1466 - .

[193] B. Parish M. C. Physical constraints on magnetic quantum cellular automata / M.

C. B. Parish and M. Forshawa // Applied Physics Letters. - 2003. - V.83. - P.2046.

[194] A. Imre, G. Csaba, L. Ji, A. Orlov, G. H. Bernstein, W. Porod1 - Majority logic gate for magnetic quantum-dot cellular automata // Science. – 2006. – V.311. – P. 205.

[195] 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.

[196] 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.

[197] 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.

[198] 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.

[199] Metlov, K.L. Map of metastable states for thin circular magnetic nanocylinders / K.L.Metlov, Y. Lee // Applied Physics Letters. – 2008. - V.92. – P.112506 -1-3.

[200] 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.

[201] Pulwey, R. Transition of magnetocrystalline anisotropy and domain structure in epitaxial Fe(001) nanomagnets / R. Pulwey, M. Zölfl, G. Bayreuther, D. Weiss // Journal of Applied Physics. – 2003. – V.93. - P.7432-7434.

[202] 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.

[203] 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.

[204] 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.

[205] 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.

[206] Усов, Н. А. Вихревое распределение намагниченности в тонком ферромагнитном цилиндре / Н. А. Усов, С. Е. Песчаный // Физика металлов и металловедение. – 1994. - Т.78. - №6. - С. 13 - 24.

[207] Usov, N. A. Magnetization curling in a fine cylindrical particle / N. A. Usov, S. E.
Peschany // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 1993. – V.118. – P.
L290 - L294.

[208] Guslienko, K. Yu. Evolution and stability of a magnetic vortex in a small cylindrical ferromagnetic particle under applied field / K. Yu.Guslienko, K.L.Metlov // Physical Review B. – 2001. – V.63. – P. 100403 - 1-4.

[209] Guslienko, K. Yu. Magnetization reversal due to vortex nucleation, displacement, and annihilation in submicron ferromagnetic dot arrays / Guslienko K.Yu., Novosad V., Otani Y., Shima H., Fukamichi K. // Physical Review B. - 2001. - V.65. - P. 024414 1-10.
[210] Wei, Z.-H. Evolution of vortex states under external magnetic field / Wei Z.-H., Cang C.-R., Usov N.A., Lai M.-F., Wu J.C. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. - 2002. - V.239. - P.1-4.

[211] 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.

[212] 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.

[213] 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.

[214] 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.

[215] 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.

[216] 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.

[217] Fernandez, A. Magnetic domain structure and magnetization reversal in submicronscale 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.

[218] 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.

[219] 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.

[220] 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.

[221] 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.

[222] 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.

[223] 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.

[224] 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.

[225] 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.

[226] 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.

[227] 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.

[228] Temiryazev, A. G. MFM study of soft magnetic samples / A. G. Temiryazev // SPM-2003 Proceedings (Nizhni Novgorod, March 2-5). - 2003. - P.161.

[229] 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.

[230] 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.

[231] 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.

[232] Garcia-Martin, J. M. Imaging magnetic vortices by magnetic force microscopy: experiments and modeling / J. M. Garcia-Martin, A. Thiaville, J. Miltat, T. Okuno, L. Vila, L. Piraux // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2004. – V.37. – P. 965 – 972.

 [233] Schneider, M. Magnetic switching of single vortex permalloy elements / M.
 Schneider, H. Hoffmann, J. Zweck // Applied Physics Letters. – 2001. - V.79. – P.3113-3115.

[234] 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.

[235] Daughton, J. M. GMR applications / J. M. Daughton // Journal of magnetism and magnetic materials. – 1999. – V.192. – P.334-342.

[236] Chapman, J. N. Direct observation of magnetization reversal processes in micronsized 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.

[237] 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.

[238] 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, Shiuh Chao // Applied Physics Letters. – 2001. - V.88. – P.112501-1 – 112501-3.

[239] 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.

[240] 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.

[241] 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.

[242] 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.

[243] 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.

[244] 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.

[245] 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.

[246] 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.

[247] Castaño, F. J. Magnetic force microscopy and x-ray scattering study of 70×550 nm²

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.

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

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

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

[251] 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.

[252] Виноградов, А.В. О многослойных зеркалах для рентгеновского и далекого ультрафиолетового излучения. / А.В. Виноградов, Б.Я. Зельдович // Оптика и Спектроскопия. – 1977. - Т.42. – С.709-714.

[253] Vinogradov, A.V. X-ray and far UV multilayer mirrors: Principles and possibilities.
 / Vinogradov A.V., Zeldovich B.Y. // Applied Optics. – 1977. – V.16. – P.89-93.

[254] Андреев, А.В. Рентгеновская оптика поверхности А.В. Андреев / Успехи Физических Наук. – 1985. - Т.145. – С.113-136.

[255] Гапонов, С. В. Рассеяние мягкого рентгеновского излучения и холодных нейтронов на многослойных структурах с шероховатыми границами. / С.В.

Гапонов, В.М. Генкин, Н.Н. Салащенко, А.А. Фраерман // Журнал Технической Физики. – 1986. – Т.56. – С.708-714.

[256] Fraerman, A.A. The effect of the interfacial roughness on the reflection properties of multilayer X-ray mirrors. / Fraerman A.A., Gaponov S.V., Genkin V.M., Salaschenko N.N. // Nuclear Instruments and Methods A. – 1987. – V.261. – P.91-98.

[257] Stearns, D.G. The scattering of x-rays from nonideal multilayer structures D. G. Stearns // Journal of Applied Physics. – 1989. – V.65. - P.491.

[258] Pynn, R. Neutron scattering by rough surfaces at grazing incidence. / R. Pynn // Physical Review B. – 1992. – V.45. - P.602.

[259] Rasigni, M. Surface plasmon and autocorrelation function for rough surfaces of silver deposits. / M. Rasigni, G. Rasigni, J. P. Palmari A. Llebaria // Physical Review B. - 1981. - V.23. - P.527-531.

[260] Rasigni, G. Autocovariance functions, root-mean-square-roughness height, and autocovariance length for rough deposits of copper, silver, and gold. / G. Rasigni, F. Varnier, M. Rasigni, and J. P. Palmari A. Llebaria // Physical Review B. - 1982. – V.25. – P.2315-2323.

[261] Гапонов, С.В. Влияние межплоскостных шероховатостей на отражательные свойства многослойных рентгеновских зеркал / С.В. Гапонов, С.А. Гусев, Ю.Я.

Платонов, И.И. Полушкин, Н.Н. Салащенко, Н.И. Фомина, А.А. Фраерман //

Журнал Технической Физики. - 1986. - Т.56. - С.891-896.

[262] Collier, D. Superpolishing Deep-UV Optics / D. Collier, and R. Schuster // Photonics Spectra. – 2005. - V.39(2). - P.68-73.

[263] Sasián, J. M. Rock and roll polishing: a process for optical surface polishing / J. M.
Sasián, Michael B. North-Morris, Geoffrey L. Wruck, Gregory A. Williby, and John E.
Greivenkamp // Optical Engineering – 1999. – V.38. – No.12. - P.2089-2092.

[264] Hed, P. P. Optical glass fabrication technology. 2: Relationship between surface roughness and subsurface damage / P. P. Hed, and D. F. Edwards // Applied Optics. – 1987. – V.26. – P.4677-4681.

[265] Gale, M. T. Replication techniques for diffractive optical elements / M. T. Gale // Microelectronic Engineering. – 1997. – V.34. – P.321-339.

[266] Krauss, Peter R. Nano-compact disks with 400 Gbit/in² 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.

[267] 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.

[268] 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.

[269] Ахсахалян, А.Д. Изготовление многослойных рентгеновских отражающих
элементов цилиндрической формы / Ахсахалян А.Д., Володин Б.А., Клюенков Е.Б.,
В.А.Муравьев, Н.Н.Салащенко, А.И.Харитонов. // Поверхность. Рентгеновские,
синхротронные и нейтронные исследования. - 1999. - №1.- С.162-165.

[270] Bimberg, D. Novel Infrared Quantum Dot Lasers: Theory and Reality / D.

Bimberg, M. Grundmann, N.N. Ledentsov, M.H. Mao, Ch. Ribbat, R. Sellin, V.M.

Ustinov, A.E. Zhukov, Zh.I. Alferov, J.A. Lott // Physica Status Solidi (b). – 2001. - V.224. - №3. – P.787-796.

[271] Levine, B.F. Quantum-well infrared photodetectors / B.F.Levine // Journal of Applied Physics. – 1993. – V.74. - №8. - P. R1 - R81.

[272] Liu, H.C. Quantum dot infrared photodetectors / H.C. Liu, M. Gao, J. McCafirey,

Z.R. Wasilewski, S. Fafard // Applied Physics Letters. - 2001. - V.78. - P.79 - 81.

[273] Liu, H.C. Quantum well infrared photodetector physics and novel devices / H.C.

Liu // in Semiconductors and Semimetals, 2000. - V.62. - P. 126-196. - (edited by H. C.

Liu and F. Capasso, Academic Press, San Diego, 2000).

[274] Liu, H.C. Quantum dot infrared photodetector / H.C.Liu // Opto-Electronics Review. – 2003. – V.11. - №1. – P.1-5.

[275] Молдавская, Л.Д. Сэндвич-структура InGaAs/GaAs с квантовыми точками для инфракрасных фотоприемников / Л.Д.Молдавская, Н.В.Востоков, Д.М.Гапонова,

В.М.Данильцев, М.Н.Дроздов, Ю.Н.Дроздов, В.И.Шашкин // Физики и техника полупроводников. – 2007. – Т.42. - №1. – Р.101- 105.

[276] Leitch, A.W. The characterization of GaAs and AlGaAs by photoluminescence / Leitch, A.W., Ehlers H.L. // Infrared Physics. – 1988. - V.28. - № 6. - P. 433-440.

[277] Алешкин, В.Я. Характеризация электрофизическими и оптическими методами гетероструктур GaAs/In_xGa_{1-x}As с квантовыми точками / В.Я.Алешкин, Д.М.Гапонова, С.А.Гусев, В.М.Данильцев, З.Ф.Красильник, А.В.Мурель, Л.В.Парамонов, Д.Г.Ревин, О.И.Хрыкин, В.И.Шашкин // Физика и Техника Полупроводников. – 1998. – Т.32. - № 1. - С. 111-116.

[278] Buratto, S.K. Near-field photoconductivity: Application to carrier transport in InGaAsP / S.K.Buratto, J.W.P.Hsu, E.Betzig, J.K.Trautman, R.B.Bylsma, C.C.Bahr, M.J.Cardillo // Applied Physics Letters. – 1994. - V. 65. - №. 21. - P. 2654 - 2656.

[279] Harris, T.D. Near-field optical spectroscopy of single quantum wires / T.D.Harris,
D.Gershoni, R.D.Grober, L.Pfeiffer, K.West, N.Chand // Applied Physics Letters. – 1996.
- V.68. - № 7. - P. 988 – 990.

[280] Grundmann, M. InAs/GaAs pyramidal quantum dots: Strain distribution, optical phonons, and electronic structure / M.Grundmann, O.Stier, D.Bimberg // Physical Review B. – 1995. – V.52. - № 16. - P. 11969-11981.

[281] Stier, O. Electronic and optic properties of strained quantum dots modeled by 8band kp theory / O.Stier, M.Grundmann, D.Bimberg // Physical Review B. – 1999. -V.59. - № 8. - P. 11969-11981.

[282] Fonseca, L.R. Self-consistent calculation of the electronic structure and electronelectron interaction in self-assembled InAs-GaAs quantum dot structures / L.R.Fonseca, J.L.Jimenez, J.P.Leburton, R.M.Martin // Physical Review B. – 1998. – V.57. - № 7. -P.4017 - 4026.

[283] Kim, J. Comparison of the electronic structure of InAs/GaAs pyramidal quantum dots with different facet orientations / J.Kim, L.Wang, A.Zunger // Physical Review B. – 1998. - V. 57. - № 16. - P. R9408 – R9411.

[284] А.И.Ансельм – Введение в теорию полупроводников. // М.: Наука, 1978.

[285] Казанцев, Д.В. Спектроскопия микроструктур GaAs/AlGaAs с субмикронным пространственным разрешением с помощью сканирующего микроскопа ближнего оптического поля / Д.В.Казанцев, Н.А.Гиппиус, Дж.Ошиново, А.Форхель // Письма в Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. – 1996. - Т.63. - № 7-8. - С. 523 - 527.

[286] Daughton, J. M. GMR applications / J. M. Daughton // Journal of magnetism and magnetic materials. – 1999. – V.192. – P.334-342.

[287] Chapman, J. N. Direct observation of magnetization reversal processes in micronsized 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.

[288] 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. [289] 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, Shiuh Chao // Applied Physics Letters. – 2001. - V.88. – P.112501-1 – 112501-3.

[290] Cowburn, R. P. Room temperature magnetic quantum cellular automata / R. P.

Cowburn and M. E. Welland // Science. - 2000. - V.287. - P.1466 - 1468.

[291] Parish, M. C. B. Physical constraints on magnetic quantum cellular automata / M.

C. B. Parish and M. Forshawa // Applied Physics Letters. - 2003. - V.83. -

P.2046 - 2048.

[292] Imre, A. Majority logic gate for magnetic quantum-dot cellular automata // A. Imre,
G. Csaba, L. Ji, A. Orlov, G. H. Bernstein, W. Porod // Science. – 2006. – V. 311. – P.
205 - 208.

[293] Tatara, G. Permanent current from noncommutative spin algebra / G.Tatara, H. Kohno // Physical Review B. – 2003. – V.67. – P.113316 (1 – 3).

[294] Aharonov, Ya. Origin of the geometric forces accompanying Berry's geometric potentials / Ya. Aharonov, A. Stern // Physical Review Letters. - 1992. - V.69. - P.3593-3597.

[295] Фраерман, А.А. Особенности распространения нейтронов в среде с геликоидальной магнитной структурой / А.А. Фраерман, О.Г. Удалов // Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. – 2007. – Т.131. - С. 71-76.

[296] Фраерман, А.А. Фотогальванический эффект в ферромагнетиках с

некомпланарным распределением намагниченности / А.А. Фраерман, О.Г. Удалов

// Письма в Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. – 2007. – Т.87. - С. 187-191.

[297] Fraerman, A.A. Diode effect in the medium with a helical magnetic structure / $% \left[\left(A_{1}^{2}\right) \right) =\left[\left(A_{1}^{2}\right) \right] \left(A_{1}^{2}\right) +\left[\left(A_{1}^{2}\right) \right] \left(A_{1}^{2}\right) \right) =\left[\left(A_{1}^{2}\right) \right] \left(A_{1}^{2}\right) +\left[\left(A_{1}^{2}\right) \right] \left(A_{1}^{2}\right) \right) \left(A_{1}^{2}\right) +\left[\left(A_{1}^{2}\right) \right] \left(A_{1}^{2}\right) +\left(A_{1}^{2}\right) \right) \left(A_{1}^{2}\right) +\left(A_{1}^{2}\right) A_{1}$

A.A. Fraerman, O.G. Udalov // Physical Review B. – 2008.– Vol. 77. - P. 094401-094404.

[298] The Object Oriented MicroMagnetic Framework (OOMMF) project at ITL/NIST http://math.nist.gov/oommf/

[299] Castaño, F. J. Magnetic force microscopy and x-ray scattering study of 70×550 nm² 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.

[300] Baibich, M. N. Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic
Superlattices / M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P.
Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, // Physical Review Letters. - 1988. V.61. - P.2472 - 2475.

[301] Binasch, G. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange / G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn // Physical Review B. – 1989. – V.39. – P.4828 - 4830.

[302] Jullière M., Tunneling between ferromagnetic films / M. Jullière // Physics Letters. - 1975. – V.54A. – P.225 - 226.

[303] Moodera, J. S. Large magnetoresistance at room temperature in ferromagnetic thin film tunnel junctions / J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong, and R. Meservey // Physical Review Letters. – 1995. – V.74. – P. 3273 -3276.

[304] Tsoi, M. Excitation of a magnetic multilayer by an electric current / M. Tsoi, A. G.
M. Jansen, J. Bass, W.-C. Chiang, M. Seck, V. Tsoi, and P. Wyder // Physical Review
Letters. – 1998. – V.80. – P. 4281 -4284.

[305] A. Hubert and R. Schäfer, Magnetic Domains - Springer, Berlin. – 1998.

[306] Fullerton, E. E. Hard/soft magnetic heterostructures: model exchange-spring magnets / E. E. Fullerton, J. S. Jiang and S. D. Bader // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. - 1999. – V.200. – P. 392-404.

[307] Koehler, W. C. Magnetic Structures of Holmium. I. The Virgin State / W. C.
Koehler, J. W. Cable, M. K. Wilkinson, and E. O. Wollan // Physical Review. – 1966. –
V.151. – P. 414 – 424.

[308] S. J. Jensen and A. R. Mackintosh, Rare Earth Magnetism: Structures and Excitations - Oxford University Press, Oxford. - 1991.

[309] Rasa, M. Scanning probe microscopy on magnetic colloidal particles / M. Rasa,

A.P. Philipse // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2002. – V.252. – P.101-103.

[310] Rasa, M. Atomic force microscopy and magnetic force microscopy study of model colloids / M. Rasa, B.W. Kuipers, A.P. Philipse // Journal of Colloid Interface Science. – 2002. – V.250. – P. 303-315. [311] Koch, A. Magnetic versus structural properties of Co nanocluster thin films: A magnetic force microscopy study / A. Koch, R. H. te Velde , G. Palasantzas, J.Th.M.De Hosson // Applied Physics Letters. – 2004. – V.84. – P. 556-558.

[312] Koch, A. Magnetic force microscopy on cobalt nanocluster films / A.Koch, R.H. te
Velde, G.Palasantzas, J.Th.M.De Hosson // Applied Surface Science. – 2004. – V.226. –
P. 185-190.

[313] Goldstein, J. Scanning Electron Microscopy and X-ray Microanalysis / J. Goldstein,D. Newbury, P. Echlin, D. Joy, C. Fiori, E. Lifshin, Plenum Press, New York, 1981; Mir,Moscow, 1984.

[314] 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 - 5.

[315] Gusev, S. A. C₆₀ Fulleride as a resist for nanolithograthy / S. A. Gusev, E. B. Kluenkov, L. A. Mazo et. al. // Abstract of IWFAC-97 (St. Peterburg). – 1997. – P.296.

[316] Sapozhnikov, M. V. Effect of ferromagnetic nanoparticles on the transport

properties of a GaMnAs microbridge / M. V. Sapozhnikov, A. A. Fraerman, S. N.

Vdovichev, B. A. Gribkov, S. A. Gusev, A. Yu. Klimov, and V. V. Rogov, J. Chang, H.

Kim, H. Cheol Koo, S-H. Han, S. H. Chun // Applied Physics Letters. – 2007. – V.91. – P.062513 1-3.

[317] Pokhil, T. Spin vortex states and hysteretic properties of submicron size NiFe elements / T.Pokhil, D.Song, J. Nowak // Journal of Applied Physics. – 2000. – V.87(9).
– P. 6319-6321.

[318] Demand, M. Magnetic domain structures in arrays of submicron Co dots studied with magnetic force microscopy / M.Demand, M. Hehn, K. Ounadjela, R.L. Stamps // Journal of Applied Physics. – 2000. – V.87(9). – P.5111-5113.

[319] VanWaeyenberge, B. Magnetic vortex core reversal by excitation with short bursts of an alternating field / B.VanWaeyenberge, A. Puzic, H.Stoll et al. // Nature. – 2006. – V.444. – P.461-464.

[320] Звездин, А. К. Магнитооптика тонких пленок / А. К. Звездин, В. А. Котов // Москва, Наука. - 1988.

[321] Cowburn, R.P. Single-Domain Circular Nanomagnets / Cowburn R.P., Koltsov

D.K., Adeyeye A.O., Weland M.E., Tricker D.M. // Physical Review Letters. - 1999. - V. 83. - P. 1042-1045.

[322] Okuno, T. MFM study of magnetic vortex cores in circular permalloy dots:

behavior in external field / Okuno T., Shigeto K., Ono T., Mibu K., Shinjo T. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. - 2002. - V. 240. - P. 1-6.

[323] Transition from single-domain to vortex state in soft magnetic cylindrical nanodots

/ Schols W., Guslenko K.Yu., Novosad V., Suess D., Schrefl T., Chantrell R.W., Fidler J.

// Journal of Magnetism and Magnetic Materials. - 2003. - V. 226. - P. 155-165.

[324] Lai, M-F. Nonuniform magnetization reversala in elliptical permalloy dots / Mei-

Feng Lai, Wei Z.-H., Cang C.-R., Usov N.A., Wu J.C., Lai J.-Y. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. - 2004. - V. 282. - P. 135-138.

[325] 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. 224432-1-9.

[326] 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 Журнал Технической Физики. – 2004. – Т.30. – С.42-56.

[327] Самохвалов, А. В. Максимальный сверхток джозефсоновского перехода в поле магнитных частиц / А. В. Самохвалов // Письма в ЖЭТФ. – 2003. – Т.78.-Вып.6. – С.822-826.

[328] 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.406-408.

[329] Stolz, R. LTS SQUID sensor with a new configuration / R. Stolz, L. Fritzsch, H.-G. Meyer // Superconductor Science and Technology. – 1999. – V.12. – P.806-808.

[330] Albrecht, M. 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 Applird Physics. - 2002. - V.91. – P. 6845-6847.

[331] Hellwig, O. Separating dipolar broadening from the intrinsic switching field distribution in perpendicular patterned media / Hellwig O., Berger A., Thomson T., Dobisz E., Bandic Z., Yang H., Kercher D.S., Fullerton E.E. // Applied Physics Letters. -

2007. - V.90. - P. 162516-1-3.

[332] Magnetic microscopy of nanostructures (H.Hopster, H.P.Oepen eds.) Springer, 2005. - 314 P.

[333] Rugar, D. Force microscope using a fiber-optic displacement sensor / Rugar D.,
Mamin H.J., Erlandsson R., Stern J.E., Terris B.D. // Review of Scientific Instruments. 1988. - V.59. - P. 2337-2340.

[334] Allers, W. A scanning force microscope with atomic resolution in ultrahigh vacuum and at low temperatures / Allers W., Schwarz A., Schwarz U.D., Weisendanger R. // Review of Scientific Instruments. - 1998. - V.69. - P. 221-225.

[335] Edwards, H. Fast, high-resolution atomic force microscopy using a quartz tuning fork as actuator and sensor / Edwards H., Taylor L., Duncan W., Melmed A.J. // Journal of Applied Physics. - 1997. - V.82. - N. 3. - P. 980-984.

[336] Todorovic, M. Magnetic force microscopy using nonoptical piezoelectric quartz tuning fork detection design with applications to magnetic recording studies / Todorovic
M., Schultz S. // Journal of Applied Physics. - 1998. - V.83. - N.11. - P. 6229-6231.

[337] Babcock K.L. Field-dependence of microscopic probes in magnetic force microscopy / Babcock K.L., Elings V.B., Shi J., Awschalom D.D., Dugas M. // Applied Physics Letters. - 1996. - V.69. - N.5. - P.705–707.

[338] Горячев, А.В. Калибровочные параметры зондирующей иглы магнитного силового микроскопа в поле тестирующей токовой петли / Горячев А.В., Попков А.Ф. // Журнал Технической Физики. - 2006. - Т.76. - №9. - С.115-120.

[339] Пурий, А.В. Количественная калибровка кантилевера магнитно-силового микросокпа с использованием провода с током / Пурий А.В., Батурин А.С., Шешин Е.П., Шерстнев П.В. // Нано- и микросистемная техникаю – 2007. - № 7. - С. 70-74. [340] Gider, S. Imaging and magnetometry of switching in nanometer-scale iron particles / S. Gider, J. Shi, and D. D. Awschalom, P. F. Hopkins, K. L. Campman, and A. C. Gossard, A. D. Kent, S. von Molnár // Applied Physics Letters. - 1996. - V.69. - N.18 – P.3269-3271.

[341] Chunsheng, E. Magnetization reversal in patterned (Co/Pd)_n multilayers / E. Chunsheng, V. Parekh, P. Ruchhoeft, S. Khizroev, and D. Litvinov, Journal of Applied Physics. – 2008. – V.103. – P. 063904.

[342] Repain, V. Magnetic interactions in dot arrays with perpendicular anisotropy / V. Repain, J.-P. Jamet, N. Vernier, M. Bauer, J. Ferré, C. Chappert, J. Gierak and D. Mailly // Journal of Applied Physics. – 2004. - V.95. – P. 2614-2618.

[343] Rastei, M. V. Nanoscale hysteresis loop of individual Co dots by field-dependent magnetic force microscopy / M. V. Rastei, R. Meckenstock, and J. P. Bucher // Applied Physics Letters. – 2005. - V.87. - P.222505 1-3.

[344] Jang, H.-J. Magnetostatic interactions of single-domain nanopillars in quasistatic magnetization states / H.-J. Jang, P. Eames, E. Dan Dahlberg, M. Farhoud and C. A. Ross // Applied Physics Letters. – 2005. - V.86. – P. 023102 1-3.

[345] Lohau, J. Magnetization reversal and coercivity of a single-domain Co/Pt dot measured with a calibrated magnetic force microscope tip / J. Lohau, A. Carl, S. Kirsch, and E. F. Wassermann // Applied Physics Letters. -2001. - V.78. - P.2020 - 2022.

[346] Shen, J. X. Magnetization reversal and defects in Co/Pt multilayers / J. X. Shen, R.
D. Kirby, K. Wierman, Z. S. Shan, and D. J. Sellmyer, T. Suzuki // Journal of Applied Physics. – 1993. – V.73. – P. 6418-6420.

[347] Stoner, E.C. A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys /

E.C.Stoner and E.P.Wohlfarth // Philosophical Transactionsof the Royal Society of London A. – 1948. – V.240. - P.599-642.

[348] S. Okamoto, T. Kato, N. Kikuchi, O. Kitakami, N. Tezuka, S. Sugimoto - Energy barrier and reversal mechanism in Co/Pt multilayer nanodot // Journal of Applied Physics. - 2008. - V103. - P. 07C501 1-3.

[349] Hu, G. Magnetization reversal in Co/Pd nanostructures and films / G. Hu, T.

Thomson, C. T. Rettner, S. Raoux, and B. D. Terris // Journal of Applied Physics. – 2005. – V97. – P. 10J702 1-3.

[350] Kikuchi, N. Sensitive detection of irreversible switching in a single FePt nanosized dot / N. Kikuchi, S. Okamoto, O. Kitakami, Y. Shimada and K. Fukamichi, // Applied Physics Letters. – 2003. – V.82. - P.4313-4315.

[351] Mitsuzuka, K. Switching field and thermal stability of CoPt/Ru dot arrays with various thicknesses / K. Mitsuzuka, N. Kikuchi, T. Shimatsu, O. Kitakami, H. Aoi, H. Muraoka, and J. C. Lodder // IEEE Transaction on Magnetics. – 2007. – V.43. – P.2160-2162.

Список работ автора по теме диссертации

- А1 Битюрин, Ю.А. Сканирующий туннельный микроскоп для исследования процессов роста пленок / Ю.А.Битюрин, Д.Г.Волгунов, А.А.Гудков, И.А.Каськов, М.Г.Кузеванов, В.Л.Миронов, А.А.Петрухин // Письма в Журнал Технической Физики. 1988. Т. 14. Вып. 24. С. 2273- 2277.
- А2 Волгунов, Д.Г. Применение сканирующего туннельного микроскопа в исследовании поверхности сколов графита и многослойной структуры / Д.Г.Волгунов, И.А.Дорофеев, В.Л.Миронов, Ю.Я.Платонов // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 1993. Вып. 5. С. 43 49.
- АЗ Гапонов, С.В. Исследование фотолюминесценции и модификации гетероструктур InGaP/GaAs/InGaAs методами сканирующей ближнепольной микроскопии / С.В.Гапонов, В.Ф.Дряхлушин, В.Л.Миронов, Д.Г.Ревин // Письма в Журнал Технической Физики. 1997. Т. 23. № 16. С. 20 25.
- А4 Волгунов, Д.Г. Сканирующий комбинированный ближнепольный оптический / туннельный микроскоп / Д.Г.Волгунов, С.В.Гапонов, В.Ф.Дряхлушин, А.Ю.Климов, Р.Е.Кононов, А.Ю.Лукьянов, В.Л.Миронов, А.И.Панфилов, А.А.Петрухин, Д.Г.Ревин, В.В.Рогов // Приборы и Техника Эксперимента. 1998. № 2. С. 132-137.
- A5 Волгунов, Д.Г. Ближнепольный оптический микроскоп для исследования и модификации свойств поверхности / Д.Г.Волгунов, С.В.Гапонов, В.Ф.Дряхлушин, А.Ю.Климов, Р.Е.Кононов, А.Ю.Лукьянов, В.Л.Миронов, А.И.Панфилов, А.А.Петрухин, Д.Г.Ревин, В.В.Рогов // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 1998. - № 2. - С. 28-31.
- Аб Алешкин, В.Я. Применение сканирующего туннельного микроскопа для исследования локальной фотопроводимости квантоворазмерных полупроводниковых структур / В.Я.Алешкин, А.В.Бирюков, С.В.Гапонов, З.Ф.Красильник, В.Л.Миронов // Письма в Журнал Технической Физики. 2000. Т.26. Вып. 1. С. 3-7.

375

- Алешкин, В.Я. Локальная спектроскопия фотопроводимости гетероструктур InGaAs/GaAs с квантовыми ямами и точками при помощи сканирующего туннельного микроскопа / В.Я.Алешкин, А.В.Бирюков, С.В.Гапонов, З.Ф.Красильник, В.Л.Миронов // Известия РАН, серия Физическая. 2000. Т. 64. № 2. С. 366 369.
- А8 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.N.Haidl // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2001. - № 1. - С. 38-42.
- A9 Pochtenny, A.E. Photoassisted scanning tunneling microscopy/spectroscopy of copper and lead phtalocyanine thin films / A.E.Pochtenny, O.M.Stukalow, V.L.Mironov, D.G.Volgunov, A.V.Buryukov // Physics of Low Dimensional Structures. 2001. № ³/₄. P. 109-115.
- A10 Aleshkin, V.Ya. Investigation of local photocurrent in InAs/GaAs quantum dot and quantum well heterostructures / V.Ya.Aleshkin, A.V.Biryukov, S.V.Gaponov, V.M.Danil'tsev, V.L.Mironov, A.V.Murel, V.I.Shashkin // SPIE Proceedings. 2001. V. 4318. P.22-25.
- A11 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. № 5/6. P.79-83.
- А12 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. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2003. № 1. С. 109-112.
- А13 Ахсахалян, А.А. Изготовление цилиндрических рентгеновских отражателей на полимерных пленках / А.А.Ахсахалян, А.Д.Ахсахалян, Д.Г.Волгунов, С.В.Гапонов, Н.А.Короткова, Л.А.Мазо, В.Л.Миронов, Н.Н.Салащенко,

- А14 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. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2003. № 2. С. 17-20.
- А15 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. - № 5. - С. 29-34.
- A16 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. № 1/2. P. 117-122.
- A17 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. № 1/2. P. 35-40.
- А18 Зорина, М.В. Моделирование малоуглового отражения рентгеновского излучения от образцов конечных размеров с учетом погрешностей настроек дифрактометра / М.В.Зорина, В.Л.Миронов, С.В.Миронов // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2005. № 2. С. 87-91.
- А19 Миронов, В.Л. Определение эффективных параметров рельефа поверхности, характеризующих рассеяние рентгеновского излучения, по данным атомносиловой микроскопии / В.Л.Миронов, О.Г.Удалов // Известия РАН, серия физическая. – 2005. - Т.69. - № 2. - С. 269-273.
- A20 Chang, J. Magnetic force microscopy (MFM) study of remagnetization effects in patterned ferromagnetic nanodots / J.Chang, A.A.Fraerman, S.H.Han, H.J.Kim, S.A.Gusev, V.L.Mironov // Journal of Magnetics. 2005. -V. 10. No. 2. P. 58-62.

- A21 Chang, J. Fabrication and magnetic force microscopy observation of nano scale ferromagnetic nanodot arrays / J.Chang, W.Park, A.A.Fraerman, V.L.Mironov // Metals and Materials International. 2005. V.11. No. 5. P. 415-419.
- А22 Грибков, Б.А. Исследование процессов локального перемагничивания в наночастицах Fe-Cr / Б.А. Грибков, В.Л. Миронов, Н.И. Полушкин, В.Б.Шевцов // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2006. - № 5. - С. 19-21.
- A23 Chang, J. Fabrication and investigation of hybrid device consisting of ferromagnetic nanodots and Ca(Mn)As / J.Chang, W.Y.Kim, S.H.Chun, M. Sapozhnikov, V.L.Mironov, B.A.Gribkov, A.A.Fraerman // Advances in Science and Technology. 2006. V. 52. P.48-52.
- A24 Chang, J. Magnetic state control of ferromagnetic nanodots by magnetic force microscopy probe / J.Chang, V.L.Mironov, B.A.Gribkov, A.A.Fraerman, S.A.Gusev, S.N.Vdovichev // Journal of Applied Physics. 2006. V.100. P.104304-1-7.
- А25 Вдовичев, С.Н. О возможности наблюдения эффектов хиральной симметрии в ферромагнитных наночастицах / С.Н.Вдовичев, Б.А.Грибков, С.А.Гусев, В.Л.Миронов, Д.С.Никитушкин, А.А.Фраерман, В.Б.Шевцов // Физика Твердого Тела. 2006. Т. 48. № 10. С. 1791-1794.
- А26 Миронов, В.Л. Взаимодействие магнитного вихря с полем зонда магнитносилового микроскопа / В.Л.Миронов, О.Л.Ермолаева // Поверхность, Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2007. - № 8. - С. 37-41.
- A27 Chang, J. Magnetization behavior of Co nanodot array / J.Chang, B.A.Gribkov,
 H.J.Kim, H.Koo, S.H.Han, V.L.Mironov and A.A.Fraerman // Journal of Magnetics.
 2007. V.12(1). P.17-20.
- Mironov, V.L. MFM probe control of magnetic vortex chirality in elliptical Conanoparticles / V.L.Mironov, B.A.Gribkov, A.A.Fraerman, S.A.Gusev, S.N.Vdovichev, I.R.Karetnikova, I.M.Nefedov, I.A.Shereshevsky // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2007. V.312. P.153-157.
- A29 Chang, J. Magnetization reversal of ferromagnetic nanoparticles under inhomogeneous magnetic field / J.Chang, H.Yi, H.C.Koo, V.L.Mironov,

- A30 Suh, J. Magnetotransport properties of GaMnAs with ferromagnetic nanodots / J.Suh, J.Chang, E.K.Kim, M.V.Sapozhnikov, V.L.Mironov, A. A. Fraerman // Physica status solidi (a). 2007 V.205. # 5. P.1043-1046.
- A31 Mironov, V.L. Magnetic force microscope contrast simulation for low-coercive ferromagnetic and superparamagnetic nanoparticles in an external magnetic field / V.L.Mironov, D.S.Nikitushkin, C.Binns, A.B.Shubin, P.A.Zhdan // IEEE Transactions on magnetics. 2007 V.43(11). P.3961-3963.
- АЗ2 Миронов, В.Л. Переходы между однородным и вихревым состояниями намагниченности ферромагнитных наночастиц, в неоднородном магнитном поле / В.Л.Миронов, Б.А.Грибков, А.А.Фраерман, И.Р.Каретникова, С.Н.Вдовичев, С.А.Гусев, И.М.Нефедов, И.А.Шерешевский // Известия РАН, серия физическая. – 2007 - Т. 71. - № 1. - С. 53-56.
- A33 Mironov, V.L. Comparative x-ray reflectometry and atomic force microscopy of surfaces with non-Gaussian roughness / V.L.Mironov, O.G.Udalov, B.A.Gribkov, A.A.Fraerman // Journal of Applied Physics. 2008. V. 104. P.064301 1-7.
- A34 Fraerman, A.A. Magnetic force microscopy of helical states in multilayer nanomagnets / A.A.Fraerman, B.A.Gribkov, S.A.Gusev, A.Yu.Klimov, V.L.Mironov, D.S.Nikitushkin, V.V.Rogov, S.N.Vdovichev, B.Hjorvarsson, H.Zabel // Journal of Applied Physics. 2008. V. 103. P.073916 1-4.
- A35 Mironov, V.L. Magnetic force microscopy of low-coercivity ferromagnetic nanodiscs / V.L.Mironov, B.A.Gribkov, D.S.Nikitushkin S.A.Gusev, S.V.Gaponov, A.B.Shubin, P.A.Zhdan, C.Binns // IEEE Transactions on magnetics. 2008. V. 44. No.10. P.2296-2298.
- АЗ6 Миронов, В.Л. Влияние поля зонда магнитно-силового микроскопа на распределение намагниченности в исследуемых образцах / В.Л.Миронов, О.Л.Ермолаева, А.А.Фраерман // Известия РАН, серия физическая. 2008. Т.72. № 11. С. 1558-1561.
- A37 Mironov, V.L. Interaction of a magnetic vortex with non-homogeneous magnetic field of MFM probe / V.L.Mironov, A.A.Fraerman // in Review book "Electromagnetic, Magnetostatic, and Exchange-Interaction Vortices in Confined

A38 В.Л. Миронов, Оптимизация параметров ЗОНДОВ магнитно-силового массивов сверхмалых микроскопа для исследования ферромагнитных фазового наночастиц: анализ амплитуды контраста / В.Л.Миронов, О.Л.Ермолаева // Нано- и микросистемная техника. – 2009. - № 6. – Р.12-16.

Авторские свидетельства

- АЗ9 Волгунов, Д.Г. Устройство для микроперемещений объекта / Д.Г.Волгунов, А.А.Гудков, В.Л.Миронов // Авторское свидетельство на изобретение № 1537088 от 15.09.1988.
- А40 Волгунов, Д.Г. Устройство для микроперемещений объекта по трем некомпланарным осям / Д.Г.Волгунов, А.А.Гудков, В.Л.Миронов // Авторское свидетельство на изобретение № 1635869 от 15.11.1990.

Тезисы докладов

- А41 Волгунов, Д.Г. Ближнепольный оптический микроскоп для исследования и модификации свойств поверхности / Д.Г.Волгунов, С.В.Гапонов, В.Ф.Дряхлушин, А.Ю.Климов, Р.Е.Кононов, А.Ю.Лукьянов, В.Л.Миронов, А.И.Панфилов, А.А.Петрухин, Д.Г.Ревин, В.В.Рогов // Труды Всероссийского совещания "Зондовая микроскопия 97", (г. Н.Новгород). 1997. С. 86 90.
- А42 Гапонов, С.В. Исследование фотолюминесценции и модификация полупроводниковых гетероструктур методами сканирующей ближнепольной микроскопии / С.В.Гапонов, В.Ф.Дряхлушин, В.Л.Миронов, Д.Г.Ревин // Тезисы докладов III Российской конференции по физике полупроводников "Полупроводники'97", (г. Москва). – 1997. - С. 268.
- A43 Алешкин, В.Я. СТМ исследования локальной фотопроводимости полупроводниковых структур с квантовыми ямами и точками / В.Я.Алешкин,

- А44 Алешкин, В.Я. Локальная спектроскопия фотопроводимости гетероструктур InGaAs/GaAs с квантовыми ямами и точками при помощи сканирующего туннельного микроскопа / В.Я.Алешкин, А.В.Бирюков, С.В.Гапонов, З.Ф.Красильник, В.Л.Миронов // Труды Всероссийского совещания "Нанофотоника-99", (г. Н.Новгород). – 1999. - С. 250-253.
- A45 Aleshkin, V.Ya. Scanning tunneling microscope investigations of local photoconductivity in InGaAs/GaAs quantum-dimensional nanostructures / V.Ya.Aleshkin, A.V.Biryukov, S.V.Gaponov, Z.F.Krasil'nik, V.L.Mironov // Proceedings of 7th International Symposium "Nanostructures: Physics and Technology", St. Petersburg, Russia, 1999, p 263-265.
- A46 Aleshkin, V.Ya. Scanning tunneling microscope investigations of local photoconductivity in semiconductor quantum-dimensional nanostructures / V.Ya.Aleshkin, A.V.Biryukov, S.V.Gaponov, Z.F.Krasil'nik, V.L.Mironov // Proceedings of International Symposium "Nanomeeting-99", (Minsk). 1999. P119-121.
- А47 Алешкин, В.Я. Применение сканирующего туннельного микроскопа для исследования локальной фотопроводимости полупроводниковых структур с квантовыми ямами и точками / В.Я.Алешкин, А.В.Бирюков, С.В.Гапонов, З.Ф.Красильник, В.Л.Миронов // Тезисы докладов XI Российского симпозиума по растровой электронной микроскопии и аналитическим методам исследования твердых тел "РЭМ-99", п.Черноголовка, 1999 г. с. 102.
- A48 Vorobiev, A.K. Study of correlation between the microstructure and phase inhomogeneities of Y-Ba-Cu-O epitaxial films and their DC and microwave properties / A.K.Vorobiev, Y.N.Drozdov, S.A.Gusev, V.L.Mironov, N.V.Vostokov, E.B.Kluenkov, and S.V.Gaponov // 7th International Superconductive Electronics Conference, (Clarmont Resort, Berkley, CA, USA). 1999. P. 281-283.
- A49 Алешкин, В.Я. СТМ исследования локального фототока в гетероструктурах InGaAs/GaAs с квантовыми ямами и точками / В.Я.Алешкин, А.В.Бирюков,

- А50 Волгунов, Д.Г. Комбинированный зондовый микроскоп с резонансным датчиком силы взаимодействия зонда с поверхностью / Д.Г.Волгунов, А.В.Бирюков, С.В.Гапонов, В.Ф.Дряхлушин, А.Ю.Климов, В.Л.Миронов, А.И.Панфилов, А.А.Петрухин, Д.Г.Ревин, В.В.Рогов // Труды Всероссийского совещания "Зондовая микроскопия 2000", (г. Н.Новгород). 2000, С. 347 351.
- А51 Алешкин, В.Я. Влияние электрического поля на спектры фототока в структурах с квантовыми точками InAs в GaAs / В.Я.Алешкин, А.В.Бирюков, С.В.Гапонов, В.М.Данильцев, В.Л.Миронов, А.В.Мурель, О.И.Хрыкин, В.И.Шашкин // Труды Всероссийского совещания "Нанофотоника-2000", (г. Н.Новгород). 2000. С. 80-83.
- A52 Aleshkin, V.Ya. Investigation of local photocurrent in InAs/GaAs quantum dot and quantum well heterostructures / V.Ya.Aleshkin, A.V.Biryukov, S.V.Gaponov, V.M.Danil'tsev, V.L.Mironov, A.V.Murel, V.I.Shashkin // Abstracts of International Conference "Advanced optical materials and devices" (Vilnius, Lithuania). 2000. P. 7.
- А53 Гапонов, С.В. Метод определения эффективной шероховатости поверхности и угловой зависимости коэффициента отражения в рентгеновском диапазоне длин волн по данным атомно-силовой микроскопии / С.В.Гапонов, В.Л.Миронов, Н.Н.Салащенко, А.А.Фраерман // Тезисы докладов "XVIII Российской конференции по растровой электронной микроскопии" (п.Черноголовка). 2000. С. 33.
- А54 Востоков, Н.В. Определение эффективной шероховатости поверхности и угловой зависимости коэффициента отражения 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.N.Haidl // Труды Всероссийского совещания "Рентгеновская оптика 2000", (г. Н.Новгород). 2000. С. 47 54.

- A55 Aleshkin, V.Ya. STM investigation of a strong electric field affect on local photocurrent spectra in InAs/GaAs quantum dot heterostructures / V.Ya.Aleshkin, A.V.Biryukov, S.V.Gaponov, V.M.Danil'tsev, V.L.Mironov, A.V.Murel, V.I.Shashkin // Proceedings of 8th International Symposium "Nanostructures: Physics and Technology" (St. Petersburg). 2000. P. 326-329.
- А56 Почтенный, А.Е. Фотоиндуцированные локальные туннельные токи в тонких сенсорных пленках на основе фталоцианина меди / А.Е.Почтенный, О.М.Стукалов, А.В.Бирюков, С.В.Гапонов, В.Л.Миронов, Д.Г.Волгунов // Труды "IV Белорусского семинара по сканирующей зондовой микроскопии", (г. Гомель, Белоруссия). 2000. С. 54-59.
- A57 Pochtenny, A.E. Photoassisted scanning tunneling microscopy/spectroscopy of copper and lead phtalocyanine thin films / A.E.Pochtenny, O.M.Stukalow, V.L.Mironov, D.G.Volgunov, A.V.Buryukov // Proceedings of International workshop "Scanning Probe microscopy 2001" (N.Novgorod). 2001. P. 157-159.
- A58 Бирюков, А.В. АСМ / МСМ исследования влияния топологии наноразмерных структур переходных металлов на их магнитные свойства / А.В.Бирюков, В.Л.Миронов, Н.И.Полушкин, Дж.Виттборн, К.Каналиас, К.В.Рао // Тезисы "XII Российского симпозиума докладов по растровой электронной микроскопии и аналитическим методам исследования твердых тел" (п.Черноголовка). – 2001. - С. 170.
- А59 Бирюков, А.В. Сравнительные исследования негауссовых шероховатостей поверхности стеклянных подложек методами атомно-силовой микроскопии и рентгеновской рефлектометрии / А.В.Бирюков, М.В.Зорина, Н.А.Короткова, В.Л.Миронов, А.И.Панфилов // Тезисы докладов "XII Российского симпозиума по растровой электронной микроскопии и аналитическим методам исследования твердых тел" (п.Черноголовка). 2001. С. 171.
- A60 Aleshkin, V.Ya. Investigation of surface morphology features and local photoelectric properties of InAs/GaAs quantum dot structures / V.Ya.Aleshkin, A.V.Biryukov, N.V.Vostokov, S.V.Gaponov, V.M.Danil'tsev, V.L.Mironov,

- 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). – 2001. - P. 335-337.
- А62 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", (г. Н.Новгород). 2002. С. 241 244.
- A63 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, Л.А.Суслов, В.Л.Миронов, Н.Н.Салащенко, С.А.Тресков // Труды Всероссийского совещания "Рентгеновская оптика - 2002", (г. Н.Новгород). -2002. - C. 237 - 240.
- Аб4 Ахсахалян, А.А. Изготовление цилиндрических рентгеновских отражателей на полимерных пленках / А.А.Ахсахалян, А.Д.Ахсахалян, Д.Г.Волгунов, С.В.Гапонов, Н.А.Короткова, Л.А.Мазо, В.Л.Миронов, Н.Н.Салащенко, А.И.Харитонов // Труды Всероссийского совещания "Рентгеновская оптика 2002", (г. Н.Новгород). 2002. С. 161 165.
- 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,). – 2002. - P. 140-142.
- A66 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

- А67 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). 2002. С. 117.
- A68 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.
- 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.
- А70 Ахсахалян, А.Д. "Наномасштабная репликация поверхности с помощью полимерных материалов" / А.Д.Ахсахалян, Д.Г.Волгунов, С.В.Гапонов, Б.А.Грибков, В.Л.Миронов, Н.Н.Салащенко, С.А.Тресков // Труды "V Белорусского семинара по сканирующей зондовой микроскопии", (г. Минск, Белоруссия). 2002. С. 35-40.
- А71 Зорина, М.В. Моделирование малоуглового отражения рентгеновского излучения от образцов конечных размеров с учетом погрешностей настроек дифрактометра / М.В.Зорина, В.Л.Миронов, С.В.Миронов // Труды Всероссийского совещания "Рентгеновская оптика 2003", (г. Н.Новгород). 2003. С. 309 314.
- A72 Gribkov, B.A. SPM investigations of phase distribution in lead phthalocyanineperylene derivative composite films / B.A.Gribkov, O.M.Stukalov, A.E.Pochtenny,

- 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). 2003. P. 262-265.
- Gaponov, S.V. Photoassisted SPM investigations of local photoelectric properties of semiconductor quantum dimensional structures and high resistance organic films / S.V.Gaponov, B.A.Gribkov, V.L.Mironov, A.E.Pochtenny, O.M.Stukalov // Book of abstracts 38th IUVSTA Workshop and ISF Workshop "Electronic Processes and Sensing on the Nanoscale" (Eilat, Israel). 2003. P 36.
- 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.
- A76 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). 2004). P. 95-98.
- Mironov, V.L. AFM based simulation of X-ray scattering / V.L.Mironov,
 S.A.Treskov, O.G.Udalov // Proceedings of International Workshop "Scanning
 Probe Microscopy 2004" (N.Novgorod). 2004. P. 177-180.
- A78 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). 2004. P. 201-204.
- А79 Миронов, В.Л. Определение эффективных параметров рельефа поверхности, характеризующих рассеяние рентгеновского излучения, по данным атомно-

- A80 Fraerman, A.A. Superconductivity controlled by the magnetic state of ferromagnetic nanoparticles / A.A.Fraerman, B.A.Gribkov, S.A.Gusev, A.Yu.Klimov, V.L.Mironov, Yu.N.Nozdrin, G.L.Pakhomov, V.V.Rogov, S.N.Vdovichev // Proceedings of International conference "EASTMAG-2004" (Krasnoyarsk). 2004. P. 252.
- A81 Polushkin, N.I. Single-domain behavior of submicron ferromagnetic particles / N.I.Polushkin, B.A.Gribkov, V.L.Mironov // Proceedings of International conference "EASTMAG-2004" (Krasnoyarsk). – 2004. - P. 333.
- А82 Миронов, В.Л. Использование данных атомно-силовой микроскопии для оценки параметров, характеризующих рассеяние рентгеновского излучения наномасштабными шероховатостями поверхности / В.Л.Миронов, О.Г.Удалов // Труды 6-го Белорусского семинара по сканирующей зондовой микроскопии "БелСЗМ - 2004", (г. Минск). – 2004. - С. 17 - 23.
- Фраерман, А.А. Индуцированные зондом МСМ эффекты перемагничивания эллиптических наночастиц FeCr и Co / А.А.Фраерман, С.Н.Вдовичев, Б.А.Грибков, В.Л.Миронов, Н.И.Полушкин // Труды 6-го Белорусского семинара по сканирующей зондовой микроскопии "БелСЗМ 2004", (г.Минск). 2004. С. 64 68.
- А84 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 наноэлектроника - 2005", (г. Нижний Новгород). – 2005. - С. 178-179.
- А85 Удалов, О.Г. Сравнительные АСМ и РРМ исследования островков германия на поверхности кремния / О.Г.Удалов, В.Л.Миронов, М.В.Шалеев, А.В.Новиков, Т.Dziomba, I.Busch // Труды международного симпозиума "Нанофизика и наноэлектроника 2005", (г. Нижний Новгород). 2005. С. 132-133.

- А86 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 наноэлектроника 2005", (г. Нижний Новгород). 2005. С. 184-185.
- А87 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 "Нанофизика и наноэлектроника - 2005", (г. Нижний Новгород). – 2005. - С. 182-183.
- А88 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 "Нанофизика и наноэлектроника 2005", (г. Нижний Новгород). 2005. С. 173-174.
- 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). 2005. P. 307-310.
- A90 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 (PЭM-2005, аналитическим методам исследования твердых тел г. Черноголовка). – 2005. - C. 51-52.
- Mironov, V.L. MFM tip induced uniform single domain vortex transitions in ferromagnetic cobalt nanoparticles / V.L.Mironov, B.A.Gribkov, A.A.Fraerman, S.A.Gusev, S.N.Vdovichev, I.R.Karetnikova, I.M.Nefedov, I.A.Shereshevsky // Proceedings of Moscow International Symposium on Magnetism "MISM 2005", (Moscow). 2005. P. 463.

- Gusev, S.A. MFM study of vortex state in ferromagnetic nanoparticles / S.A.Gusev,
 A.A.Fraerman, B.A.Gribkov, A.Yu.Klimov, V.L.Mironov, D.S.Nikitushkin,
 V.B.Shevtsov, M.A. Silaev, S.N.Vdovichev // Proceedings of VIII Inter American
 Congress of Electron Microscopy (Havana, Cuba). 2005. P. M56.
- Mironov, V.L. Magnetic force microscopy of cobalt nanoparticles: MFM tip induced remagnetization effects / V.L.Mironov, B.A.Gribkov, A.A.Fraerman, S.A.Gusev, S.N.Vdovichev // Proceedings of International Conference "Functional Materials" ("ICFM 2005"), (Ukraine, Crimea, Partenit). 2005. P. 261.
- А94 Миронов, В.Л. Магнитно-силовая микроскопия наночастиц Со // 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 Х
 симпозиума "Нанофизика и наноэлектроника 2006", (г. Н.Новгород). 2006.
 С. 13-14.
- А95 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 // Труды Х симпозиума "Нанофизика и наноэлектроника 2006", (г. Нижний Новгород). 2006. С. 225-226.
- А96 Миронов, В.Л. Взаимодействие магнитного вихря с полем зонда магнитносилового микроскопа / В.Л.Миронов, О.Л.Ермолаева // Труды X симпозиума "Нанофизика и наноэлектроника - 2006", (г. Нижний Новгород). – 2006. -С. 229-230.
- Миронов, В.Л. Моделирование МСМ контраста от малых слабокоэрцитивных ферромагнитных наночастиц во внешнем поле / В.Л.Миронов, Д.С.Никитушкин, А.Б.Шубин, П.А.Ждан // Труды Х симпозиума "Нанофизика и наноэлектроника 2006", (г. Н.Новгород). 2006. С. 231-232.
- А98 Никитушкин, Д.С. Магнитные состояния в многослойных ферромагнитных наночастицах / Д.С.Никитушкин, А.А.Фраерман, В.Л.Миронов, И.М.Нефедов, И.Каретникова, И.А.Шерешевский // Труды Х симпозиума "Нанофизика и наноэлектроника 2006", (г. Н.Новгород). 2006. С. 233-234.

- А99 Миронов, В.Л. Особенности формирования МСМ контраста от слабокоэрцитивных и суперпарамагнитных наночастиц во внешнем поле / В.Л.Миронов, Д.С.Никитушкин // Труды XXI Российской конференции по электронной микроскопии (г. Черноголовка). – 2006. - С. 139.
- А100 Миронов, В.Л. Применение данных АСМ для расчетов параметров, характеризующих рассеяние рентгеновского излучения наномасштабными шероховатостями / В.Л.Миронов О.Г.Удалов // Труды XXI Российской конференции по электронной микроскопии (г. Черноголовка). – 2006. - С. 140.
- А101 Миронов, В.Л. Магнитно-силовая микроскопия наночастиц на основе Со / 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 Х международной школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники" (г. Москва). 2006. С. 311-313.
- А102 Миронов, В.Л. Массивы ферромагнитных наночастиц как источники неоднородного магнитного поля / В.Л.Миронов, Б.А.Грибков, С.Н.Вдовичев, С.А.Гусев, А.А.Фраерман // Труды Х международной научной конференции "Актуальные проблемы твердотельной электроники и микроэлектроники" (п. Дивноморск). – 2006. - С. 29-32.
- А103 Миронов, В.Л. Магнитно-силовая микроскопия ферромагнитных наночастиц / В.Л.Миронов, Б.А.Грибков, Д.С.Никитушкин, А.А.Фраерман // Труды VII международного семинара "Методологические аспекты сканирующей зондовой микроскопии" (г. Минск, Беларусь). – 2006. - С. 19-22.
- А104 Миронов, В.Л. Магнитно-силовая микроскопия слабокоэрцитивных ферромагнитных наночастиц В.Л.Миронов, Д.С.Никитушкин, Б.А.Грибков, С.А.Гусев // Труды VII международного семинара "Методологические аспекты сканирующей зондовой микроскопии" (г. Минск, Беларусь). – 2006. -С. 23-26.
- A105 Vdovichev, S.N. Application of Ferromagnetic Nanoparticles: Transport Properties of Superconducting structures under control of inhomogeneous magnetic field of magnetic dots / S.N.Vdovichev, A.A.Fraerman, B.A.Gribkov, S.A.Gusev, I.R.Karetnikova, A.Yu.Klimov, V.L.Mironov, I.M.Nefedov, Y.N.Nozdrin,

- A106 Zhdan, P. High-resolution MFM with tip induced magnetisation reversal and contrast simulation for magnetic nanoparticles in external magnetic fields / P.Zhdan, V.Mironov, N.Nurgazizov // Proceedings of "NanoTech Insight" International Conference (Luxor, Egypt). 2007. P. 55-56.
- А107 Миронов, В.Л. Оптимизация системы записи информации на основе МСМ и массива ферромагнитных наночастиц / В.Л.Миронов, О.Л.Ермолаева // Труды XI Международного симпозиума "Нанофизика и наноэлектроника" (г. Нижний Новгород). 2007. С. 492-493.
- А108 Миронов, В.Л. Оптимизация параметров зондов магнитно-силового микроскопа / В.Л.Миронов, О.Л.Ермолаева // Труды XI Международного симпозиума "Нанофизика и наноэлектроника" (г. Нижний Новгород). – 2007. -С. 496-497.
- А109 Миронов, В.Л. Магнитно-силовая микроскопия слабокоэрцитивных ферромагнитных наночастиц / В.Л.Миронов, Б.А.Грибков, Д.С.Никитушкин, С.А.Гусев, С.В.Гапонов // Труды XI Международного симпозиума "Нанофизика и наноэлектроника" (г. Нижний Новгород). – 2007. - С. 499-500.
- А110 Вдовичев, С.Н. МСМ исследования трехслойных наночастиц на основе кобальта / С.Н.Вдовичев, Б.А.Грибков, С.А.Гусев, А.Ю.Климов, В.Л.Миронов Д.С.Никитушкин, В.В.Рогов, А.А.Фраерман, В.Hervarson // Труды XI Международного симпозиума "Нанофизика и наноэлектроника" (г. Нижний Новгород). – 2007. - С. 471.
- А111 Ермолаева, О.Л. Влияние магнитного поля МСМ зонда на распределение намагниченности исследуемых объектов / О.Л.Ермолаева, В.Л.Миронов, А.А.Фраерман, В.В.Чернов // Труды XI Международного симпозиума "Нанофизика и наноэлектроника" (г. Нижний Новгород). 2007. С. 490- 491.
- А112 Чернов, В.В. Взаимодействие магнитного вихря с полем зонда магнитносилового микроскопа / В.В.Чернов, О.Л.Ермолаева, А.А.Фраерман,

- A113 Seo, J. Control of local magnetic field of ferromagnetic nano dot array / J.Seo,
 S.Shim, J.Chang, E.Kim, A.A.Fraerman, V.L.Mironov // The 1st International
 Symposium on Advanced Magnetic Materials (ISAMMA 2007), (Jeju, Korea). –
 2007. P. 26.
- А114 Миронов, В.Л. Магнитно-силовая микроскопия ферромагнитных наночастиц: эффекты влияния магнитного поля зонда на намагниченность образца / В.Л.Миронов, А.А.Фраерман, Б.А.Грибков, Д.С.Никитушкин, О.Л.Ермолаева, В.В.Чернов // Труды XV Российского симпозиума по электронной микроскопии и аналитическим методам исследования твердых тел (г. Черноголовка). 2007. С. 40-41.
- A115 Fraerman, A.A. Non coplanar magnetic nanostructures: fabrication and transport properties / A.A.Fraerman, S.A.Gusev, V.L.Mironov, S.N.Vdovichev, B.A.Gribkov, O.G.Udalov, A.Yu.Klimov, D.S.Nikitushkin, V.V.Rogov, B. Hjorvarsson, H.Zabel // Book of abstracts of International Conference on Nanoscale Magnetism "ICNM-2007", (Istanbul, Turkey). 2007. P. 8.
- A116 Mironov, V.L. Control of the magnetic state in ferromagnetic nanoparticles by magnetic force microscope probe / V.L.Mironov, B.A.Gribkov, J.Chang, A.A.Fraerman, S.N.Vdovichev // Book of abstracts of International Conference on Nanoscale Magnetism "ICNM-2007", (Istanbul, Turkey). 2007. P. 32.
- A117 Mironov, V.L. Magnetic force microscopy of low-coercive ferromagnetic nanoparticles / V.L.Mironov, D.S.Nikitushkin, B.A.Gribkov, A.B.Shubin, P.A.Zhdan // Book of abstracts of International Conference on Nanoscale Magnetism "ICNM-2007", (Istanbul, Turkey). 2007. P. 185.
- A118 Suh, J.Y. Magnetotransport properties of Ga(Mn)As with ferromagnetic nanodots / J.Y.Suh, J.Chang, E.K.Kim, S.H.Chun, M.Sapozhnikov, V.L.Mironov, A.A.Fraerman // Book of abstracts of International Conference on Nanoscale Magnetism "ICNM-2007", (Istanbul, Turkey). 2007. P. 177.

- A119 Fraerman, A.A. Control of the magnetic state in ferromagnetic nanoparticles by magnetic field of MFM probe / A.A.Fraerman, B.A.Gribkov, S.A.Gusev, A.Yu.Klimov, V.L.Mironov, V.V.Rogov, S.N.Vdovichev // Book of abstracts of International Conference "Magnetism on a nanoscale" ("EASTMAG-2007"), (Kazan, Russia). 2007. P. 242.
- A120 Mironov, V.L. Control of the magnetic state in ferromagnetic nanoparticles by inhomogeneous magnetic field of MFM probe / V.L.Mironov, B.A.Gribkov, A.A.Fraerman, O.L.Ermolaeva // Proceedings of International Conference "Functional Materials" ("ICFM 2007"), (Ukraine, Crimea, Partenit). 2007. P. 398.
- A121 Mironov, V.L. Investigation of low-coercive ferromagnetic nanoparticles by magnetic force microscopy / V.L.Mironov, D.S.Nikitushkin, B.A.Gribkov, C.Binns, A.B.Shubin, P.A.Zhdan // Proceedings of International Conference "Functional Materials" ("ICFM 2007"), (Ukraine, Crimea, Partenit). 2007. P. 411.
- A122 Gusev, S.A. Statistics of vertical magnetization states in ferromagnetic nanoparticles / S.A.Gusev, A.A.Fraerman, B.A.Gribkov, V.L.Mironov, S.N.Vdovichev // Proceedings of International Conference "Functional Materials" ("ICFM 2007"), (Ukraine, Crimea, Partenit). 2007. P. 399.
- A123 Fraerman, A.A. Magnetic force microscopy investigations of multilayer submicron ferromagnetic particles / A.A.Fraerman, B.A.Gribkov, S.A.Gusev, A.Yu.Klimov, V.L.Mironov, V.V.Rogov, S.N.Vdovichev // Proceedings of International Conference "Micro and nanoelectronics 2007" ("IC MNE 2007"), (Moscow, Zvenigorod, Russia). 2007. P. P2-14.
- A124 Fraerman, A.A. Control of the magnetic state in ferromagnetic nanoparticles by magnetic field of MFM probe / A.A.Fraerman, B.A.Gribkov, S.A.Gusev, A.Yu.Klimov, V.L.Mironov, V.V.Rogov, S.N.Vdovichev // Book of abstracts of "International Conference on Magnetic materials", (Kolkata, India). 2007. P. 257.
- А125 Миронов, В.Л. Запись информации на массивах магнитных наночастиц зондом магнитно-силового микроскопа / В.Л.Миронов, О.Л.Ермолаева,

- А126 Вдовичев, С.Н. Исследование индуцированных МСМ зондом процессов перемагничивания субмикронных частиц CoPt / С.Н.Вдовичев, Б.А.Грибков, Д.С.Никитушкин, В.Л.Миронов // Труды XII Международного симпозиума "Нанофизика и наноэлектроника" (г. Нижний Новгород).- 2008. - С. 427.
- А127 Вдовичев, С.Н. Гибридные двухслойные зонды для магнитно-силового микроскопии / С.Н.Вдовичев, Б.А.Грибков, А.Ю.Климов, В.Л.Миронов, Д.С.Никитушкин, В.В.Рогов, А.А.Фраерман // Труды XII Международного симпозиума "Нанофизика и наноэлектроника" (г. Нижний Новгород). – 2008. -С. 428.
- А128 Миронов, В.Л. Магнитно-силовая микроскопия слабокоэрцитивных наночастиц Со во внешнем магнитном поле / В.Л.Миронов, Б.А.Грибков, Д.С.Никитушкин, С.А.Гусев, С.В.Гапонов // Труды XII Международного симпозиума "Нанофизика и наноэлектроника" (г. Нижний Новгород). – 2008. -С. 453-454.
- А129 Миронов, В.Л. Магнитно силовая микроскопия многослойных ферромагнитных наночастиц / В.Л.Миронов, А.А.Фраерман, Б.А.Грибков, Д.С.Никитушкин // Труды XXII Российской конференции по электронной микроскопии (г. Черноголовка). - 2008. - С. 65.
- А130 Вдовичев, С.Н. Исследование индуцированных МСМ зондом процессов перемагничивания субмикронных частиц CoPt / С.Н.Вдовичев, Б.А.Грибков, Д.С.Никитушкин, В.Л.Миронов // Труды XXII Российской конференции по электронной микроскопии (г. Черноголовка). – 2008. - С. 53.
- A131 Alexeev, A.M. Investigation of MFM tip induced remagnetization effects in CoPt ferromagnetic nanoparticles / A.M.Alexeev, B.A.Gribkov, D.S.Nikitushkin, V.L.Mironov, S.N.Vdovichev, A.A.Fraerman // Book of abstracts of "Moscow International Symposium on Magnetism" (Moscow). 2008. P. 260.
- A132 Mironov, V.L. Magnetic force microscopy of multilayer ferromagnetic nanoparticles. / V.L.Mironov, A.A.Fraerman, B.A.Gribkov, S.A.Gusev,

- А133 Миронов, В.Л. Влияние зонда магнитно-силового микороскопа на намагниченность исследуемых образцов / В.Л.Миронов, О.Л.Ермолаева, А.А.Фраерман // Труды VIII международного семинара "Методологические аспекты сканирующей зондовой микроскопии" (г. Минск, Беларусь). – 2008. -С. 17-22.
- A134 Mironov, V.L. Magnetic force microscope tip induced remagnetization of CoPt nanodiscs with perpendicular anisotropy. / V. L. Mironov, B. A. Gribkov, S. N. Vdovichev, S. A. Gusev, A. A. Fraerman, O. L. Ermolaeva, A. B. Shubin, A. M. Alexeev, P. A. Zhdan and C. Binns // Труды XIII Международного симпозиума "Нанофизика и наноэлектроника" (г. Нижний Новгород). 2009. С. 290 291.
- А135 Нефедов, И.М. Компьютерное моделирование МСМ изображений с учетом магнитостатического взаимодействия зонда и образца / И.М.Нефедов, И.Р.Каретникова, Б.А.Грибков, В.Л.Миронов, И.А.Шерешевский, А.А.Фраерман // Труды XIII Международного симпозиума "Нанофизика и наноэлектроника" (г. Нижний Новгород). 2009. С. 498 499.
- А136 Миронов, В.Л. Магнитно-силовая микроскопия многослойных ферромагнитных наночастиц / В.Л.Миронов, Б.А.Грибков, А.А.Фраерман // Труды XVI Российского симпозиума по электронной микроскопии и аналитическим методам исследования твердых тел (г. Черноголовка). – 2009. -С. 22.
- A137 Миронов, В.Л. Магнитно-силовая микроскопия ферромагнитных наноструктур / В.Л.Миронов, Б.А.Грибков, А.А.Фраерман // Тезисы докладов Второй школы "Метрология и стандартизация В нанотехнологиях. Пространственные характеристики наноматериалов наноструктур" И (г. Черноголовка). – 2009. - С. 21-22.

395