

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение  
высшего образования «Сибирский федеральный университет»  
Федеральное государственное бюджетное научное учреждение  
Федеральный исследовательский центр «Красноярский научный центр  
Сибирского отделения российской академии наук» (ФИЦ КНЦ СО РАН)  
Обособленное подразделение Институт физики им. Л.В. Киренского  
Сибирского отделения российской академии наук (ИФ СО РАН)

*На правах рукописи*



Руденко Роман Юрьевич

**ДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВИХРЕВЫХ СТРУКТУР  
НАМАГНИЧЕННОСТИ В НАНО-, МИКРОТОЧКАХ**

01.04.11 – физика магнитных явлений

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
кандидат физико-математических наук, доцент  
Орлов Виталий Александрович

**Красноярск – 2018**

## Оглавление

<b>Оглавление</b> .....	<b>2</b>
<b>Введение</b> .....	<b>4</b>
<b>Постановка цели и задач</b> .....	<b>7</b>
<b>Глава 1 Обзор современного состояния проблемы</b> .....	<b>11</b>
1.1 Вихревое состояние намагниченности ферромагнетиков.....	11
1.2 Метод коллективных переменных при описании движения вихревого ядра.....	18
1.3 Способы наблюдения и управления состоянием магнитного вихря.....	22
1.4 Другие возможные конфигурации магнитного вихря.....	27
<b>Глава 2 Экспериментальные методики, использованные при изготовлении и изучении наноточек с вихревой структурой</b> .....	<b>30</b>
2.1 Изготовление наноточек с вихревой структурой.....	30
2.1.1 Метод взрывной литографии.....	30
2.1.2 Термическое осаждение пленок.....	32
2.2 Методы исследования.....	34
2.2.1 Исследование поперечных срезов методом просвечивающей электронной микроскопии.....	34
2.2.2 Энергодисперсионный анализ.....	35
2.2.3 Метод ферромагнитного резонанса.....	37
2.2.4 Атомно-силовая и магнитно-силовая микроскопия.....	42

<b>Глава 3 Резонансное движение магнитных вихрей в микро- и наноточках</b> .....	<b>52</b>
3.1 Описание движения вихря с учетом инерционного коэффициента .....	52
3.2 Влияние диссипации на движение магнитного вихря .....	61
<b>Глава 4 Взаимодействие магнитных вихрей в массиве нано-, микроточек</b> .....	<b>65</b>
4.1 Особенности магнитной структуры квадратных микроточек .....	65
4.2 О взаимном влиянии квадратных наноточек в массиве .....	69
4.3 Коллективная динамика магнитных вихрей в массиве взаимодействующих круглых наноточек .....	73
4.4 Влияние постоянного планарного магнитного поля на частоту гиротропного движения магнитного вихря .....	88
<b>Заключение</b> .....	<b>100</b>
Список опубликованных работ по теме диссертации .....	101
Список цитируемых источников литературы .....	103

## Введение

Первый действующий аппарат для магнитной записи и воспроизведения звука был создан датским инженером Вольдемаром Поульсенем. Ему дали название «телеграфон» и запатентовали в 1898 году. Настоящий прорыв в области магнитной записи информации произошел 21 мая 1952, когда был анонсирован модуль ленточного накопителя IBM 726 для вычислительной машины IBM 701. Наиболее широкое применение в современных цифровых устройствах хранения информации нашли ферромагнитные пленки. При цифровой магнитной записи в записывающую головку поступает ток, при котором магнитное поле через определенные промежутки времени изменяет свое направление на противоположное. В результате под действием поля рассеяния магнитной головки происходит перемагничивание отдельных участков движущегося магнитного носителя. Данный способ хранения информации является энергонезависимым, т.е. после перемагничивания ячеек записывающей головкой электрическая энергия для дальнейшего хранения данных не требуется. Обладая высокой плотностью записи, которая может достигать  $\sim 10^{12}$  бит/дюйм<sup>2</sup>, магнитная память очень широко используется для создания устройств хранения информации компьютеров, жестких дисков HDD (hard disc drive). Способ записи-считывания информации производится последовательно одной головкой, что ограничивает скорость обмена данными в этом типе носителей информации.

Альтернативная динамическая память с произвольной выборкой данных DRAM (dynamic random access memory), имея высокое быстродействие, хранит бит данных в виде заряда конденсатора. Однобитовая ячейка памяти содержит конденсатор и транзистор. Конденсатор заряжается до более высокого или низкого напряжения (логические 1 или 0). Транзистор выполняет функцию ключа, соединяющего конденсатор со схемой управления, расположенной на том же чипе. Схема управления позволяет считывать состояние заряда конденсатора или изменять его. Одним из недостатков DRAM является необходимость периодической подзарядки конденсаторов. Чтобы не потерять содержимое

памяти, заряд конденсаторов периодически восстанавливается (регенерируется) с интервалом  $\sim 2$  мс, что в современных микросхемах осуществляется с помощью циклограммы чтения по всем строкам запоминающей матрицы. Так как при регенерации памяти обращение к ней со стороны центрального процессора периодически приостанавливается, происходит снижение средней скорости обмена данными [1].

Эта проблема была решена при создании статической памяти SRAM (static random access memory). В SRAM бит данных хранится в виде состояния триггера. Этот тип памяти является более дорогим в расчёте на хранение 1 бита, но, как правило, имеет меньшее время доступа и энергопотребления по сравнению с DRAM. Поскольку триггеры являются соединением нескольких логических вентилях, а время задержки на вентиль очень мало, то и переключение состояния триггера происходит очень быстро. Данный вид памяти не лишён недостатков. Транзисторы, входящие в состав триггера, занимают гораздо больше площади на кристалле микросхемы, чем ячейка динамической памяти, поскольку триггер состоит минимум из 2 вентилях, которые содержат от 6 до 8 транзисторов. Поэтому себестоимость триггера выше ячейки динамической памяти, так как ячейка содержит только один транзистор и один конденсатор. Несмотря на сравнительно малую вместимость данных, SRAM используется для организации сверхбыстродействующих запоминающих устройств, в которых обмен информацией критичен для производительности системы. Например, ее использование в кэш памяти центрального процессора оказалось очень эффективным с точки зрения увеличения вычислительной мощности компьютера.

### **Актуальность темы**

Исследование наноразмерных ферромагнитных систем является актуальным для создания устройств сверхплотной записи информации, устройств спинтроники и пр. Проблема создания дешевой энергонезависимой оперативной памяти с произвольной выборкой MRAM (magnetic random access memory), обладающей быстродействием, соизмеримым с SRAM при ёмкости чипа в

несколько Гбайт, может быть решена с использованием ферромагнитных наноточек с вихревой магнитной структурой [2]. Возможность одновременной работы контроллера с массивом наноточек, высокая стабильность ячеек памяти из-за малой величины полей рассеяния, делает перспективным создание MRAM на основе наноэлементов. При этом еще не достаточно изучено влияние взаимодействия магнитных подсистем элементов на свойства массива. Теоретические расчеты, как правило, проводят без учета диссипации и лишь для определенных значений киральности и полярности вихрей.

В биомедицине можно указать на формирующиеся направление использования ферромагнитных плёночных микро- и наноточек. Первое – точки как носители лечебного препарата в онкологии [3]. Водная суспензия из нанодисков, покрытых лекарственным средством, вводится в опухоль. Внешнее магнитное поле вызывает их движение и повышает эффективность воздействия препарата: *in vitro* в низкочастотном магнитном поле (несколько десятков герц) через 20 - 30 минут погибают до 80% раковых клеток.

Одним из наиболее распространенных методов создания планарных микро- и наноструктур заданной формы является литография [4,5] — оптическая, электронная и рентгеновская. В частности, традиционная (нерезонансная однофотонная) оптическая литография — это один из основных приемов планарной технологии, который широко используется в микроэлектронике. Основным недостатком этих методов является ограничение размерности создаваемых объектов: принцип «рисования параллельным пучком» позволяет успешно изготавливать двумерные объекты заданной формы. Кроме того, следует отметить ограничение по минимальному размеру деталей объекта, которое в этих методиках определяется дифракционным пределом и составляет примерно половину длины волны. Исходя из этого, существующие методы получения массивов из большого числа наноточек одинаковой формы и размера требуют дальнейшего усовершенствования.

Таким образом, совершенствование технологии изготовления массивов нано-, микроэлементов, исследование их коллективных и индивидуальных свойств является актуальной задачей.

**Целью настоящей работы** является получение массивов ферромагнитных нано-, микроточек различной формы и исследование их магнитодинамических характеристик.

Для достижения данной цели необходимо решить следующие **задачи**:

1. Совершенствовать технологии получения массивов ферромагнитных нано-, микроточек различной формы и размеров, паспортизировать полученные образцы методами электронной микроскопии и сканирующей зондовой силовой микроскопии;
2. Изучить высокочастотные режимы движения намагниченности вихря;
3. Изучить влияние взаимодействия нано-, микроточек на динамические характеристики намагниченности их массивов;
4. Изучить влияние планарного магнитного поля на частоту гиротропного движения магнитного вихря в круглых и квадратных элементах массива нано-, микроточек.

**Научная новизна работы** заключается в следующем:

1. Отработан метод взрывной литографии для получения массивов нано-, микроточек различной толщины, формы, диаметра, междискового расстояния с использованием резистивного напыления.
2. Методом ФМР обнаружено снятие вырождения частоты резонанса. Дано теоретическое обоснование результатов экспериментов.
3. Обнаружено, что в массивах квадратных элементов резонансная частота более чувствительна к величине постоянного поля включенного параллельно плоскости пленки по сравнению с массивом круглых элементов. Предложено теоретическое объяснение результатов эксперимента.

### **Теоретическая значимость работы.**

Предложен аналитический расчет частот гиротропного движения ядер магнитных вихрей в квадратной решетке нано-, микро элементов с чередующимися полярностями и киральностями. Это способствует более глубокому пониманию процессов управления состоянием намагниченности в наноточках.

### **Научная и практическая ценность.**

Научная ценность диссертации заключается в совершенствовании технологии изготовления и изучении магнитных свойств массивов  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$  нанодисков. Результаты исследования позволят продвинуться в понимании эффектов возникающих в массивах –нано, микроэлементов в переменных магнитных полях. Изученные эффекты следует учитывать при проектировании устройств спинтроники различного назначения.

**Достоверность результатов** обеспечивается применением современных методов исследований и высокоточного экспериментального оборудования, удовлетворительным согласием экспериментальных данных и теоретических оценок.

### **Положения, выносимые на защиту.**

1. Усовершенствован метод взрывной литографии с резистивным напылением, обеспечивающий изготовление качественных ферромагнитных нанодисков с вихревой структурой.

2. Экспериментально определена зависимость частоты гиротропного движения ядра магнитного вихря от величины внешнего магнитного поля. Проведено сравнение с теоретическим расчетом с учетом эффективной массы и параметра затухания.

3. Экспериментально обнаружено расщепление резонансного пика, причиной которого является магнитостатическое взаимодействие элементов в массиве. Теоретическая оценка величины расщепления качественно согласуется с экспериментом.



4. Экспериментально определена зависимость поля резонанса от планарной составляющей постоянного магнитного поля для массивов круглых и квадратных элементов и теоретическое объяснение этой зависимости.

**Апробация работы.** Основные результаты работы были представлены на следующих конференциях и симпозиумах:

1. «Functional Materials – 2013», International Conference, September 29 - oktober 5, Ukraine, Crimea, Yalta, Haspra , 2013;
2. «Nanostructures: Physics and Technology» 22nd Int. Symp. Saint Petersburg, Russia, June 23–27, 2014;
3. «Магнитные материалы. Новые технологии» VI Байкальская Международная конференция, Пос. Большое Голоустное, Иркутская область, Российская Федерация, 19–23 августа 2014;
4. «Trends in MAGnetism» VI Euro-Asian Symposium (EASTMAG-2016): Krasnoyarsk, Kirensky Institute of Physics, Russian Academy of Sciences, Siberian Branch, 2016;
5. «Magnetic materials. New technology» (BICMM-2016): Abstracts of "7th Baikal International Conference Listvyanka, Irkutsk region, Russia, August 22nd-26nd 2016;
6. «Физика низкомерных систем и поверхностей» Пятый международный междисциплинарный симпозиум Low Dimentional Systems (LDS-5) г. Ростов-на-Дону – пос. Южный (п. "Южный"), 15-19 сентября 2016.

**Личный вклад автора** заключается в участии в постановке задач, совершенствовании методики получения образцов. Экспериментальное исследование магнитных структур нано-, микроточек различной формы и размеров методами сканирующей зондовой силовой микроскопии. Расчет, изготовление отдельных компонент и сборка установки по измерению методом ФМР, а также проведение измерений и обработка результатов. Участие в аналитических расчетах магнитных свойств образцов.

**Публикации.** По материалам диссертационной работы опубликовано 13 работ: 6 статей в рецензируемых научных изданиях, рекомендованных ВАК, и 7 публикаций в материалах международных и всероссийских конференций.

**Структура и объем работы.** Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Объем диссертации составляет 114 страниц, включая 57 рисунков. Список литературы содержит 111 наименований.

Тема диссертации соответствует «Перечню приоритетных направлений фундаментальных исследований», утвержденному президиумом РАН. Выполненная работа была поддержана грантами Российского Фонда Фундаментальных Исследований № 16-32-00103 «Динамика магнитных вихрей в массивах наноточек»; Федеральный целевой проект №26 «Ферромагнитные пленочные микропятна: физика явлений и практическое использование» (2012 – 2014 г.г.). Грант РНФ 14-15-00805 “Биофункциональные магнитно-вихревые нанодиски, модифицированные ДНК-аптамерами, для адресной микрохирургии злокачественных новообразований”

Автор выражает искреннюю благодарность своим научным руководителям: к. ф.-м.н. Орлову В. А. и к.п.н. Прокопенко В. С., а также д. ф.-м.н., профессору Киму П. Д. и всем, кто принимал участие в выполнении данной работы.

Отдельная благодарность моей жене и родителям за понимание, неоценимую помощь и поддержку на всех этапах работы над диссертацией.

## Глава 1

### Обзор современного состояния проблемы

#### 1.1 Вихревое состояние намагниченности ферромагнетиков

Из-за наличия размагничивающих полей однодоменное состояние макроскопических ферромагнетиков энергетически невыгодно, и в отсутствие внешнего магнитного поля кристалл разбит на домены. Вид доменной структуры (ДС) зависит как от магнитных параметров образца, так и от его формы. Например, вдали от края магнетика в случае одноосной магнитной анизотропии равновесной является ДС, в которой ближайшие друг к другу домены намагничены антипараллельно (рисунок 1).

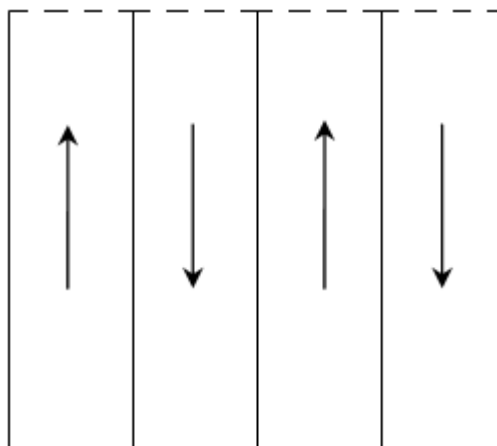
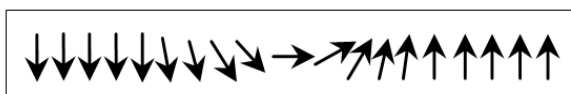


Рисунок 1. Распределение намагниченности в тонкой пленке

На участках, разделяющих домены, имеет место переходная область или доменная граница (ДГ), теоретическое описание которой было впервые проведено Ландау и Лифшицем [6]. Они показали, что в ДГ разворот намагниченности осуществляется не скачком, а плавно на протяжении участка шириной  $\delta$ , содержащего конечное число атомных слоев. В случае 180-градусных доменов намагниченность в центре ДГ направлена под углом 90 градусов к

намагниченности в доменах. В тонких магнитных пленках (ТМП) могут образоваться ДГ разных типов. В простом приближении обычно рассматриваются границы неелевского и блоховского типов, а также промежуточный между ними тип границ с поперечными связями. Появление тех или иных границ связано с минимизацией размагничивающего поля, вызванного распределением намагниченности внутри доменной стенки. В области толщин пленки  $d < \delta$  намагниченность в ДГ лежит в плоскости пленки, что соответствует стенкам Нееля (рисунок 2а). С ростом толщины энергетически выгодными становятся стенки Блоха с выходом намагниченности из плоскости пленки (рисунок 2б); такая конфигурация приводит к понижению энергии размагничивающего поля самой границы. Ширина ДГ определяется из условия энергетического равновесия между обменной энергией, которая уменьшается с ростом  $\delta$ , и кристаллографической магнитной анизотропией, которая, наоборот, будет увеличиваться.



а)



б)

Рисунок 2. Виды доменных стенок

В наноразмерных ТМП, которые принято обозначать как магнитные точки, нанодиски или просто наноточки, возникает ситуация, где главными факторами, определяющими магнитное состояние, являются обменная  $E_{ex}$  и магнитостатическая  $E_{ms}$  энергии. В зависимости от размеров и формы магнетика

могут реализовываться различные состояния от однодоменных до вихревых структур с выходом намагниченности из плоскости в центре вихря с образованием ядра – области с сильно неоднородной намагниченностью.

Выбор между такими состояниями обуславливается тем, что магнитостатическая энергия стремится уменьшить энергию на краях образца и тем самым образовывать неоднородное распределение намагниченности, с другой стороны, обменная энергия стремится выстроить спины параллельно. При различном соотношении  $E_{ex}$  и  $E_{ms}$  в нанодисках теоретически возможны три магнитных состояния: два однодоменных с намагниченностью, лежащей в плоскости и перпендикулярно к ней, а также вихревое. В случае однодоменного состояния направление намагниченности относительно плоскости пленки определяется соотношением  $R/L_{ex}$  и  $L/L_{ex}$ , где  $L$  - толщина пленки,  $R$  - радиус диска,  $L_{ex}$  - обменная длина материала. Область существования однодоменной и вихревой фаз можно установить из экспериментально полученной фазовой диаграммы (рисунок 3)[7].

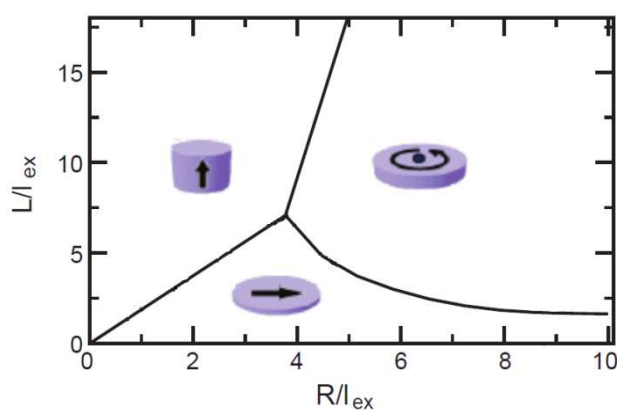


Рисунок 3. Фазовая диаграмма возникновения однодоменного и вихревого состояний

В центре магнитного вихря (МВ) обменная энергия велика из-за большого угла разворота соседних спинов, и с целью минимизации этой энергии намагниченность в центральной области выходит из плоскости и выстраивается перпендикулярно к ней. Эта область МВ получила название “кор” (от английского

“core” – “ядро”). МВ является трехмерной структурой. Радиус  $r_c$  ядра имеет порядок обменной длины  $L_{ex} \approx \sqrt{A/4\pi M_s^2}$ ,  $A$ -константа обмена,  $M_s$  - намагниченность насыщения [8]. Например, в случае аморфной пленки Со-Р ( $M_s = 1020$  Гс,  $A \approx 10^{-6}$  Эрг/см),  $r_c \approx 10$  нм.

В пленках квадратной формы МВ появляется при пересечении стенок Нееля (рисунок 4а). В пленках в форме диска МВ может занимать весь объем элемента с ядром в его центре (рисунок 4б).

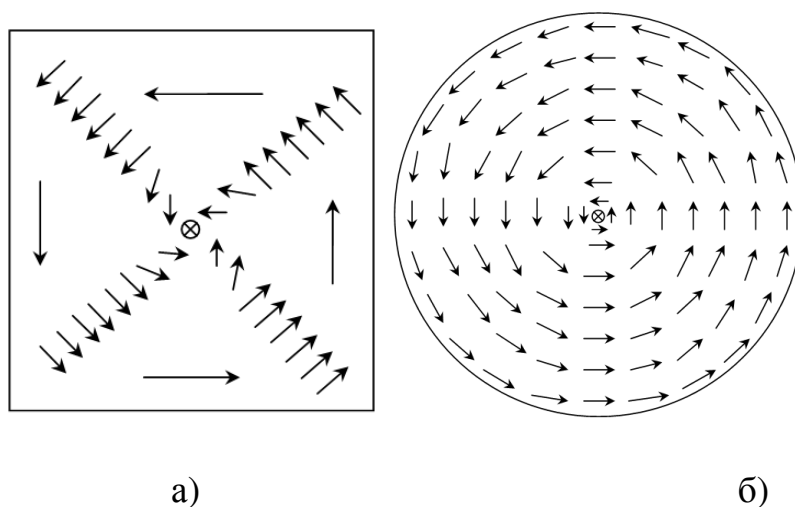


Рисунок 4. Конфигурация намагниченности в квадратной и круглой наноточке

Магнитный вихрь характеризуют двумя параметрами: киральностью вихря  $q = \pm 1$ , показывающей направление намагниченности (условно по часовой стрелке или против), и полярностью ядра  $p = \pm 1$ , указывающей на направление намагниченности в нём (вдоль выделенной оси  $z$  или против). В центре ядра намагниченность перпендикулярна плоскости. [9,10] (рисунок 5).

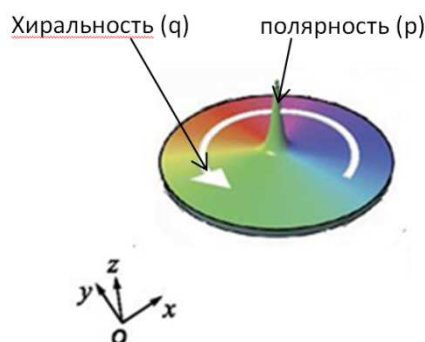


Рисунок 5. Киральность вихря и полярность ядра на пленке в форме диска

Состояние бита в устройствах хранения информации можно кодировать с использованием полярности ядра ( $p$ ) и/или киральности вихря ( $q$ ) [11] (рисунок 6). Эта возможность является значительным преимуществом перед устройствами, в которых значение бита данных определяется только «0» и «1».

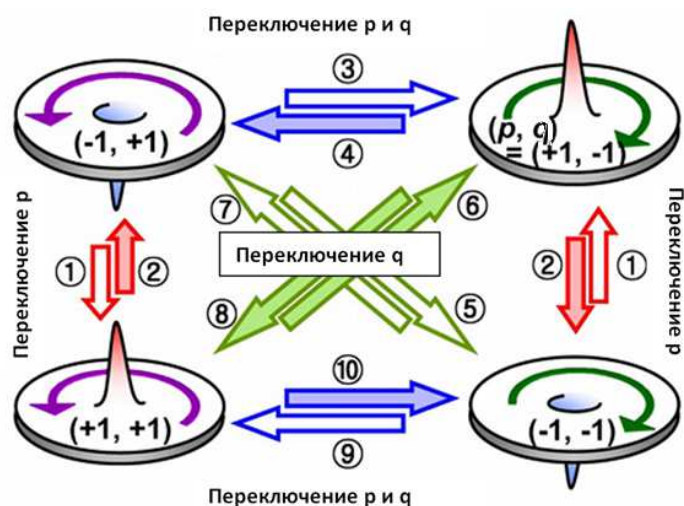


Рисунок 6. Возможные варианты кодирования информации с использованием полярности и киральности [11].

Первый экспериментальный опыт по обнаружению полярности вихревого ядра с использованием магнитно-силового микроскопа был выполнен в 2000г Shinjo T., Okuno T. и др. [12] на образцах пермаллоя ( $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ ) (рисунок 7). Образцы ферромагнитных дисков размерами от 0,1 до 1 мкм были подготовлены методом электронно-лучевой литографии фоторезиста, нанесенного на кремниевые подложки с последующим напылением пермаллоя в сверхвысоком вакууме с помощью электронно-лучевой пушки.

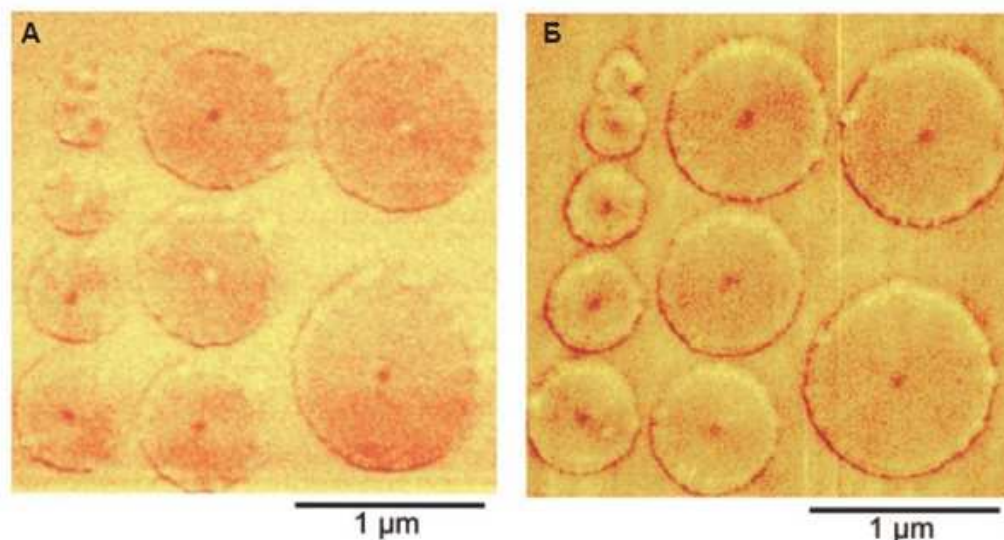


Рисунок 7. МСМ снимки пермалловых нанодисков (а) после изготовления (б) после воздействия перпендикулярного магнитного поля [12].

Толщина дисков составляла 50 нм. Полярность ядра авторы меняли магнитным полем 15 кЭ, приложенным перпендикулярно плоскости нанодисков, и регистрировали это изменение при помощи магнитно-силового микроскопа.

Для цилиндрических нанодисков с линейными размерами, при которых возможно образование магнитного вихря, необходимо относительно большое поле, для того чтобы насытить образец в плоскости. На рисунке 8 представлен процесс перемагничивания нанодиска из пермаллоя  $M_s=8 \cdot 10^5$  А/м диаметром 200 нм и толщиной 30 нм по результатам работы [13]. Перемагничивание начинается с зарождения вихря (б) из однодоменного состояния (а), затем он увеличивается до размеров всего диска (в) при уменьшении внешнего поля до нуля. Впоследствии при приложении поля противоположного знака он снова уменьшается (г) и происходит аннигиляция (д).



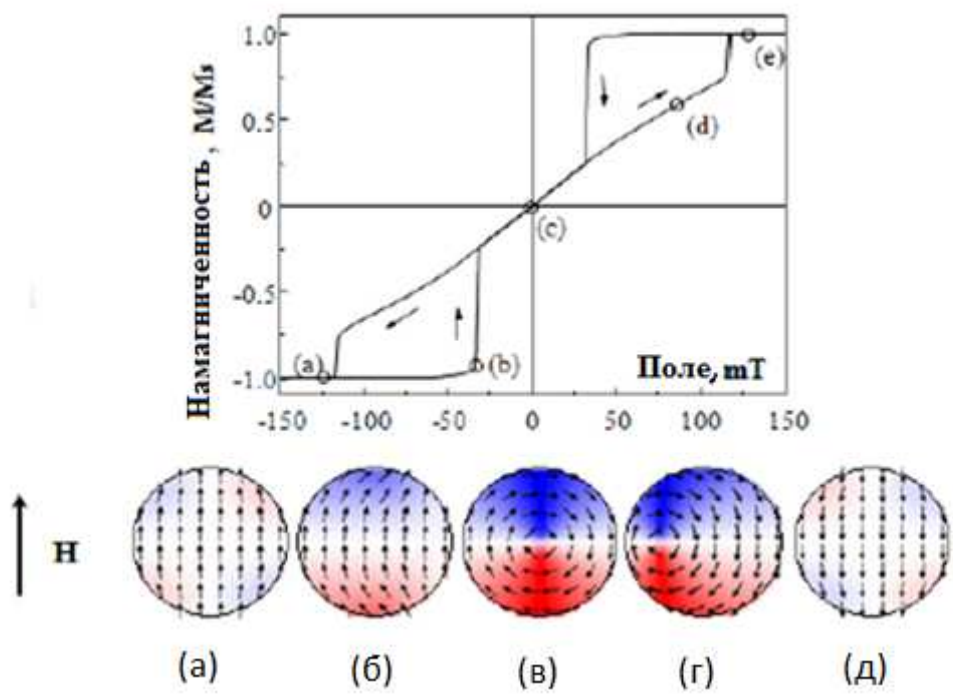


Рисунок 8. Изображение петли гистерезиса для диска диаметром 200 нм и толщиной 60 нм. Внизу показаны конфигурации намагниченности вихря для выделенных точек на петле [13].

Зависимость поля зарождения вихря ( $H_n$ ) и поля аннигиляции вихря ( $H_{an}$ ) от размера диска была изучена теоретически и экспериментально для 2D массивов магнитомягких наноточек [14,15]. При этом использовалась так называемая модель жесткого вихря.

В связи с тем, что интерес к ферромагнитным наноточкам с вихревой структурой связан с перспективами применения их в элементах памяти, особый интерес представляют их динамические характеристики [16,17]. В последние годы массивы ферромагнитных наноточек активно исследовались в магнитных полях высокочастотного и сверхвысокочастотного диапазона [18,19,20,21,22,23] как экспериментально, так и теоретически. Исследователями в численных и аналитических расчетах используются разные модельные функции распределения намагниченности внутри вихря [13, 24]. Но в любом случае это хорошо локализованные функции, следовательно, основной характеристикой вихря

является его размер, поэтому результаты разных авторов отличаются несущественно.

Одновременно с этим следует заметить, что конкретный вид профиля функции распределения намагниченности может оказаться важным при изучении высокочастотных мод гигагерцового диапазона. В этом случае эволюция намагниченности представляет собой не простое гиротропное движение ядра как квазичастицы (об этом пойдет речь ниже), а спин-волновые колебания сложных конфигураций [25]. Часто используемые в теоретических расчетах профили вихря не совсем точно описывают реальность особенно при наличии внешнего магнитного поля. Поле, включенное перпендикулярно плоскости магнетика, приводит к изменению распределения намагниченности в ядре и выходу намагниченности из плоскости нанодиска вдали от ядра. Эти явления приводят к изменению эффективных значений энергии магнетика, массы ядра, гироконстанты, что влечет за собой изменение частоты гиротропного движения [16, 26,27,28].

## 1.2 Метод коллективных переменных при описании движения вихревого ядра

В теоретических расчетах продуктивным являлось описание ядра вихря как квазичастицы, движущейся в эффективном силовом поле. Рассмотрим далее суть этого метода.

Во внешнем магнитном поле  $\mathbf{H}$  частица с магнитным моментом  $\mathbf{m}$  испытывает прецессию в соответствии с уравнением:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma\mathbf{m} \times \mathbf{H} . \quad (1)$$

В общем случае принято описывать движение намагниченности  $\mathbf{M}$  в эффективном поле  $\mathbf{H}_{eff}$  уравнением Ландау-Лифшица [6]:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}, \quad (2)$$

где  $\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H}_{ex} + \mathbf{H}_d + \mathbf{H}_{Zn}$ . сумма внутренних и внешних эффективных полей. Здесь  $\mathbf{H}_{ex}$  и  $\mathbf{H}_d$  обменное и размагничивающее поле соответственно,  $\mathbf{H}_{Zn}$  – внешнее поле Зеемана. Это уравнение справедливо для бездиссипативной среды и в отсутствие спин-поляризованного тока. Гилберт ввел в (2) слагаемое ответственное за затухание, которое характеризует скорость диссипации энергии, например, из-за концентрации примесей в материале [29]. С учетом затухания Гилберта, уравнение Ландау-Лифшица принимает вид:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}. \quad (3)$$

С учетом спин - крутящего момента уравнение Ландау-Лифшица-Гилберта имеет вид [30]:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} - \frac{b_j}{M_s^2} \mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times (\mathbf{j} \cdot \nabla)\mathbf{M}] - \frac{\xi b_j}{M_s^2} \mathbf{M} \times (\mathbf{j} \cdot \nabla)\mathbf{M}. \quad (4)$$

здесь  $b_i = \mu_B P / (eM_s(1 + \xi^2))$  константа связи между странствующими спинами и намагниченностью,  $\mu_b$  - магнетон Бора,  $\mathbf{j}$  - плотность электрического тока,  $P$  - спиновая поляризация тока,  $\xi$ - соотношение времени релаксации обмена  $\tau_{ex}$  и времени релаксации спина  $\tau_{sf}$ .

Хорошо известно, что движение ядра магнитного вихря подобно ларморовскому движению заряженной частицы вокруг магнитных линий. Теоретическое обоснование этому впервые было предложено в работе Тиля [31]. Состояние намагниченности вихря может быть описано с помощью обобщенных координат  $\{\mathbf{X}, \mathbf{v}\}$  – пары векторов: координаты и скорости ядра. Получить уравнение описывающие движение ядра возможно следующим образом. Уравнение ЛЛГ (3) может быть записано в виде:

$$-\frac{1}{M_s^2} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}) = -|\gamma|(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}) + \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}, \quad (5)$$

или

$$|\gamma|\mathbf{M} \times (\mathbf{H}_g + \mathbf{H}_{eff} + \mathbf{H}_\alpha) = 0. \quad (6)$$

Здесь введены обозначения:

$$\begin{cases} \mathbf{H}_g = -\frac{1}{|\gamma|M_s^2} \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}, \\ \mathbf{H}_\alpha = -\frac{\alpha}{|\gamma|M_s} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}. \end{cases} \quad (7)$$

Величина  $\mathbf{H}_g$  является гиротропным полем,  $\mathbf{H}_\alpha$  – полем затухания Из (6) следует:

$$\mathbf{H}_g + \mathbf{H}_{eff} + \mathbf{H}_\alpha = 0. \quad (8)$$

В модели жесткого вихря, распределение намагниченности может быть определено позицией центра вихря  $\mathbf{X}$ . Тиль использовал для описания декартову систему координат, в которой можно записать:

$$\mathbf{M}(\mathbf{x}) = \mathbf{M}_0(\mathbf{x} - \mathbf{X}) \quad (9)$$

Где,  $\mathbf{x}$  является пространственной координатой, а  $\mathbf{M}_0$  – распределение намагниченности в вихревом ядре находящимся в начале координат.

Результирующая сила  $F$ , действующая на вихревое ядро, может быть получена интегрированием плотности силы  $f$  по всему объему диска  $V$  в декартовой системе координат:

$$\begin{cases} F_{x,y}^g = \int f_{x,y}^g dV, \\ F_{x,y}^\alpha = \int f_{x,y}^\alpha dV. \end{cases} \quad (10)$$

Где

$$\begin{cases} f_{x,y}^g = -\mathbf{H}_g \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial X_{x,y}}, \\ f_{x,y}^\alpha = -\frac{\alpha}{|\gamma|M_s} \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial X_y} \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial X_x} v_y. \end{cases} \quad (11)$$

Из выражения (10) с учетом (8) получаем:

$$\mathbf{F}_g + \mathbf{F}_{eff} + \mathbf{F}_\alpha = \mathbf{G} \times \mathbf{v} - \nabla U + \mathbf{D} \cdot \mathbf{v} = 0 . \quad (12)$$

Или подробнее:

$$\mathbf{G} \times \frac{d\mathbf{X}}{dt} + \mathbf{D} \frac{d\mathbf{X}}{dt} - \frac{\partial W(\mathbf{X})}{\partial \mathbf{X}} = 0. \quad (13)$$

Здесь  $\mathbf{X}(x,y)$  - координата центра вихря, Гиросила пропорциональна гировектору  $\mathbf{G} = G\mathbf{z}$ , где гироконстанта  $G = 2\pi q\rho LM_s/\gamma$ ,  $\mathbf{D}$  - параметр диссипации. В случае 2D магнетика для модуля  $G$  и коэффициента диссипации  $D$  можно записать:

$$G = \frac{M_s L}{\gamma} \int \left( \frac{\partial m_n}{\partial X_i} \frac{\partial m_m}{\partial X_j} - \frac{\partial m_n}{\partial X_j} \frac{\partial m_m}{\partial X_i} \right) dX_i dX_j ; \quad D = -\frac{\alpha M_s L}{\gamma} \int \left( \frac{\partial m_n}{\partial X_i} \frac{\partial m_n}{\partial X_j} - \frac{\partial m_m}{\partial X_i} \frac{\partial m_m}{\partial X_j} \right) dX_i dX_j$$

Здесь  $\gamma$  — гиромангнитное соотношение,  $\alpha$  — параметр затухания,  $M_s$  — намагниченность насыщения,  $L$  — толщина магнетика, которая много меньше его радиуса  $R$ . Малость  $L$  позволяет считать, что в направлении, перпендикулярном плоскости магнетика намагниченность не меняется. Общим решением уравнения (13) является траектория ядра в виде сходящейся спирали. [32]

Здесь важно отметить, что уравнение (13) является приближительным и дает решение для гиротропного движения ядра вихря в низкочастотном диапазоне ( $< 1$  ГГц). Но в последнее время появились теоретические работы, в которых анализируется модифицированное уравнение Тиля с учетом слагаемых с высшим порядком производных от координаты по времени [33,34,35,36,37]:

$$\mathbf{G}_3 \times \ddot{\mathbf{v}} + \hat{\mu}_* \dot{\mathbf{v}} + \mathbf{G} \times \mathbf{v} + \Delta W + \hat{D}\mathbf{v} = 0 , \quad (14)$$

где  $\mathbf{v}$ -скорость ядра,  $\hat{\mu}_*$ - тензор эффективной массы магнитного вихря,  $\mathbf{G}_3$ - гировектор третьего порядка,  $\hat{D}$ -тензор затухания.

Решением уравнения (14) является сложная траектория, напоминающая сходящуюся спираль с наложенными на нее малыми высокочастотными либрациями. Частоты таких либраций составляют несколько ГГц и определяются эффективной массой ядра. Как правило, в прикладных исследованиях эффектами,

связанными с либрациями, пренебрегают. Но с точки зрения научного интереса измерение частот либраций позволяет определить массу ядра экспериментально.

При включении переменного магнитного поля с частотой, близкой к частоте движения ядра, наступает резонансное обращение ядра вокруг центра наноточки, а именно в таком режиме энергетически выгодно изменять полярность ядра (изменять состояние бита).

### 1.3 Способы наблюдения и управления состоянием магнитного вихря

Разработка надежного метода управления киральностью и полярностью магнитного вихря далека от завершения. В литературе обсуждается несколько способов управления состоянием магнитного вихря. Рассмотрим некоторые из них.

**Короткие импульсы магнитного поля.** Экспериментальное исследование по переключению полярности  $p$  вихревого ядра при низких полях проводилось например, в [18]. Возбуждение вихря в наноточках осуществлялось синусоидальным магнитным полем в плоскости образца (рисунок 9), в результате чего возникало гиротропное движение вихревого ядра относительно положения равновесия.

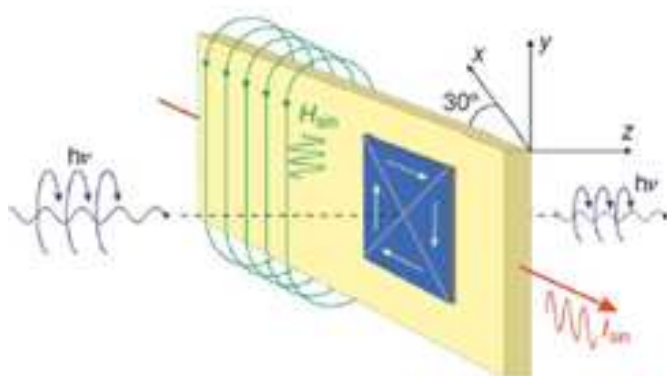


Рисунок 9. Схема опыта по изучению переключения полярности вихревого ядра [18].

В [11] изучалась динамика возбуждения вихревого ядра, при этом наблюдалось движение вихря по спирали после подачи мощных импульсов поля. Выяснилось, что после подачи короткого импульса возникает начальное линейное ускорение ядра в плоскости магнетика. Затем следует управляемое гиротропное вращение. Киральность не коррелирует с направлением начального ускорения или направлением вращения ядра. Кроме того, в этой работе показано, что субнаносекундные импульсы магнитного поля (меньше времени релаксации), приложенного в плоскости, сначала смещают ядро коллинеарно приложенному полю.

Следовательно, возникает необходимость изучения динамики намагниченности в таких временных масштабах.

**Магнитно-силовая микроскопия.** Авторы [38] изучали процесс переключения киральности в эллиптических наноточках Co размером 400x600x27 нм при помощи зонда магнитно-силового микроскопа. Было показано, что при уменьшении расстояния зонд-образец в процессе сканирования наноточки от 50 нм до 15 нм, ее киральность меняется на противоположную. В [39] методом магнитно-силовой микроскопии изучались многослойные структуры [Co/Si] $\times$ 3 полученные методом электронно-лучевой литографии. Было показано, что вихревое состояние возникает, если энергия магнитостатического взаимодействия между соседними дисками достаточно велика по сравнению с энергией взаимодействия слоев.

**Управление с помощью спин-поляризованных токов.** В [40] авторы исследовали гиротропное линейное и нелинейное движение магнитного вихря в магнитомягких цилиндрических наноточках путем микромагнитного моделирования и решения уравнения движения Тилля. Было обнаружено, что полярность ядра может быть переключена динамически не только путем маленьких амплитуд колебаний магнитного поля, но и с помощью переменных

токов [41,42,43,44]. Переключение полярности  $p$  вихревого ядра происходит на частоте, равной резонансной частоте вихря. Переключение полярности вызвано сильным полем, которое возникает локально за счет вращательного движения ядра при высокой скорости (несколько сотен метров в секунду).

В [45] представлен метод управления киральностью магнитного вихря в пермалловом нанодиске, на котором была сформирована страйп структура из кобальта. Обнаружено, что направление киральности при зарождении вихря зависит от ориентации однодоменного состояния в нанострайпе, которые могут контролироваться внешним магнитным полем. При этом сам страйп не влияет на поле зарождения и аннигиляции вихря.

Это важный шаг к реализации устройств магнитной памяти на наноточках, поэтому фундаментальное понимание движения вихревого ядра является важным, особенно в условиях резонанса.

**Наблюдение мод низкой частоты.** К настоящему моменту обнаружено два качественно различающихся режима движения намагниченности в наноточках: гиротропное (низкочастотный режим возбуждения)[25, 26] и высокочастотные радиальные и азимутальные моды [19,46]. Хотя резонансное возбуждение гиротропного движения интенсивно изучается, многие динамические свойства вихревой структуры изолированных наноточек и их массивов остаются неописанными. Например, остается неясным механизм зарождения пары вихрь-антивихрь, а также представляет интерес характер нелинейного колебания магнитного вихря и влияние на моды колебаний магнитостатического взаимодействия между наноточками в составе массива [19,47,48,49].

Авторы [40] попытались описать движение вихревого ядра путем рассмотрения суперпозиций собственных мод, а также изучая асимметричный эффект резонанса. Они применили микромагнитное численное моделирование динамики вихря, основанное на использовании уравнения движения Ландау-Лифшица-Гилберта (4), и провели аналитические расчеты, основанные на уравнении движения Тила (13) для дисков из пермаллоя толщиной 10 нм и



диаметром 300 нм в диапазоне частот от 100 до 825 МГц. Исследователи обнаружили, что два резонансных возбуждения собственных мод сильно асимметричны относительно вихревой поляризации. Собственные моды определяют удлинение и ориентацию траекторий ядра вихря.

Авторы [50] изучили поведение наноструктуры типа «маленький диск на большом», в случае гиротропного движения вихря в большом диске из пермаллоя диаметром 600 нм и толщиной 35 нм. Ими использовался метод микромагнитного моделирования. Было установлено, что возможно при определенных условиях осуществить переключение киральности в малом диске диаметром 200 нм и толщиной 35 нм за время  $\sim 5$  нс.

В [51] представлено экспериментальное обнаружение низкочастотных мод, соответствующих вращению вихревого ядра около положения равновесия. Экспериментально показано, что магнитное поле, приложенное в плоскости образца, оказывает малое влияние на резонансную частоту, сдвигая ее в пределах 5 %. Это влияние становится заметным при полях, близких к полю аннигиляции вихря.

Продуктивным для изучения динамических свойств магнитных вихрей является использование компланарного волновода в режиме отражения [52]. Однако этот метод не подходит для исследования ферромагнитного резонанса в широком диапазоне частот.

**Методы наблюдений азимутальных высокочастотных мод.** Понимание механизма высокочастотного возбуждения мод (спиновых волн) позволяет разработать метод контроля переключения вихря магнитным полем [53,54]. Азимутальные высокочастотные моды вызывают искажение профиля вихревого ядра при переключении вихря в перпендикулярном магнитном поле [55].

Существуют разные экспериментальные методы наблюдения азимутальных высокочастотных мод [56,57,58,51]. Например, авторы [56] провели ряд экспериментов по измерению возбуждений спин-волновых азимутальных мод.

Результаты показали, что собственные частоты значительно ниже тех, что получены компьютерным моделированием.

В [58] были представлены измерения азимутальных и радиальных спин-волновых мод при широкополосном ферромагнитном резонансе в нулевом магнитном поле. Исследования проводились на круглых пермалловых нанодисках с вихревой структурой намагниченности. Измерения этих авторов хорошо согласуются с представленными данными моделирования в [59].

В [60] экспериментально и численно изучался целый набор высокочастотных мод гигагерцового диапазона, были получены зависимости  $H(\omega)$  и исследовано влияние размера диска на высокочастотный спектр. Изучение мод высокой частоты в ферромагнитных нанодисках в вихревом состоянии имеет особый фундаментальный и прикладной интерес.

**Методы наблюдения вихревой структуры.** Изучение вихревой структуры проводится разными экспериментальными методами. Микроскопия магнитооптического эффекта Керра позволяет тщательно проанализировать спин-волновые возбуждения, их частоты, интенсивность и пространственное распределение [19, 46, 61]. Связанные высокочастотные спиновые волны в магнетике в вихревом состоянии впервые экспериментально обнаружены благодаря микроскопии BLS (световое рассеяние Бриллюэна), которое заключается в рассеянии отраженного света на акустической гиперзвуковой волне, генерируемой наноточкой в возбужденном состоянии за счет магнитострикции [62]. Высокочастотные спиновые волны исследованы более детально в [63,64], однако в этих работах не были обнаружены собственные частоты в субгигагерцовом диапазоне.

В [65] представлены теоретические расчеты радиальных спин-волновых собственных частот и профилей для различного ряда мод в вихревом состоянии ферромагнитных нанодисков. Авторы, используя микроскопию BLS, оптически обнаружили радиальные спин-волновые моды высокого порядка в вихревом

состоянии. Методом BLS можно обнаружить распределение интенсивностей (узлы и пучности) для радиальных мод до 5-го порядка. Моды свыше 5-го порядка не удастся наблюдать из-за ограниченного пространственного разрешения данного метода.

#### 1.4 Другие возможные конфигурации магнитного вихря

Как уже упоминалось выше, для наноточек в форме цилиндра состояние, при котором однородный вихрь занимает весь объем диска, является основным. Но также возможно появление и других метастабильных (МС) состояний (рисунок 10). Их можно охарактеризовать некоторыми физическими свойствами, которые не изменяются до перехода в другое МС или стабильное состояние.

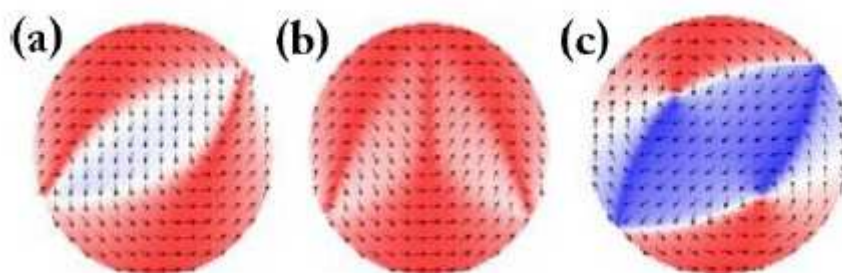


Рисунок 10. Метастабильные состояния. (a) S-состояние, (b) T-состояние  
(c) Двойное вихревое состояние [66]

МС состояния, которые могут появляться в магнитных нанодисках могут быть классифицированы как S-состояния (рисунок 10a), T (треугольник)-состояния (рисунок 10b) и двойной магнитный вихрь (DMV) (рисунок 10c), иногда такую конфигурацию называют "алмазной". В DMV есть два вихря похожие друг на друга и имеющие компоненту  $M_z$  в виде ядра. Как правило, поляризация этих ядер  $p_1$   $p_2$  является случайной. Метастабильные состояния могут быть описаны с точки зрения нахождения системы в потенциальной яме,

как в ловушке, в течение некоторого промежутка времени. Магнитная система может быть в ней в течение очень короткого или очень длительного периода времени, прежде чем она в конечном итоге возвращается в основное вихревое состояние. Высота энергетического барьера, который система должна перейти для того, чтобы преодолеть локальный минимум энергии определяет стабильность этого состояния. Существование метастабильных состояний существенно зависит от размеров магнитных точек [66, 67]. В [67] было выделено три МС (рисунок 11а).

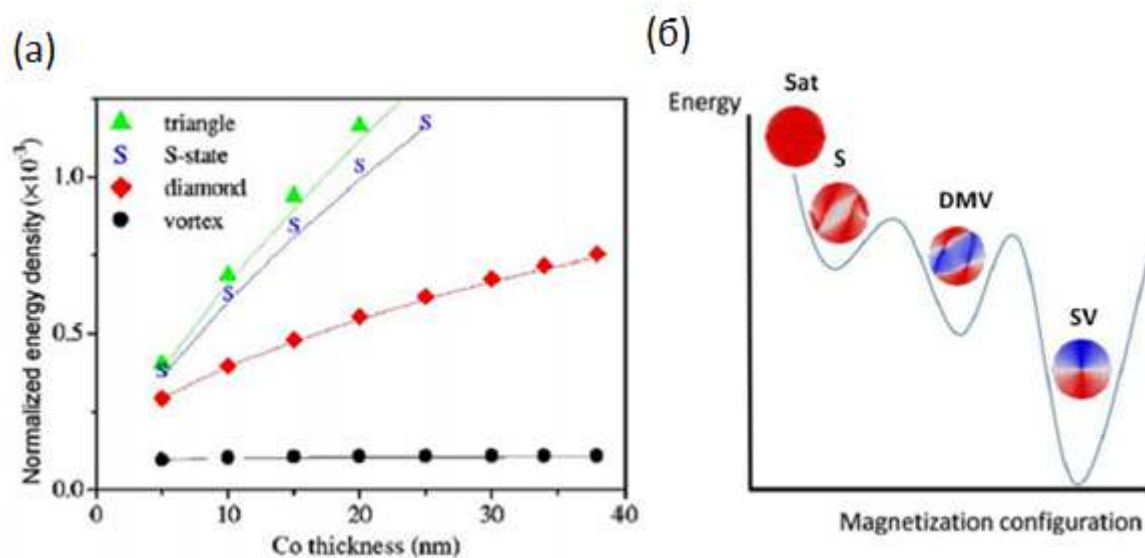


Рисунок 11. (а) зависимость плотности магнитной энергии от толщины для  $Co$  цилиндров диаметром 1,65 мкм. (б) схематичное изображение энергии в различных МС и основного состояния (SV) [66, 67].

Из этого графика видно, что основным состоянием будет однородный магнитный вихрь, так как он находится в области самой низкой энергии. Энергии различных магнитных состояний зависят от толщины точек. Так, для самых маленьких точек разница энергии между различными МС уменьшается. Схематически изображение энергии в различных МС представлены на рисунке 11б. Обычно при переходе системы из области максимальной энергии (насыщенного состояния) (рисунок 8.а) в основное вихревое (рисунок 8.с), она проходит через локальные минимумы энергии, соответствующие различным МС.

**Двойное вихревое состояние.** Представляет интерес характер динамических взаимодействий между ядрами в двойном вихревом состоянии. В [68] проводится ряд экспериментов по изучению динамики намагниченности в круглых пермалловых наноточках, в двойном вихревом состоянии. Также в настоящее время стала актуальной задача исследования взаимодействия массивов магнитных наноточек. В [69,70,71] исследована связь между вращениями вихрей в соединенных структурах двойных дисков. В [70] дается представление о механизме связи между ядрами. Авторы отмечают наиболее значимые результаты этого взаимодействия: снижение резонансной частоты связанных мод и асимметрия спектра.

Хотя природа возбужденных состояний доменных стенок и возбужденных вихревых состояний являются хорошо изученными [19,25,68,72,73], механизм возбуждения спиновых волн в магнитных структурах, включающих в себя вихри и доменные стенки, остается неясным. В экспериментах исследована эволюция широкополосных динамических характеристик наноточки как функция медленно меняющегося магнитного поля в плоскости.

Поскольку интерес к пониманию процессов, происходящих в ферромагнитных наноточках, в мире усиливается, а методика управления киральностью и полярностью вихря далека от совершенства, остается актуальным в области реального и компьютерного экспериментов развитие методик управления киральностью вихря и полярностью ядра, а также изучение высокочастотных режимов движения намагниченности вихря и ферромагнитного резонанса с учетом затухания, магнитоупругих эффектов и межэлементного взаимодействия.

В связи с этим задачи, связанные с разработкой экспериментальных методик по изучению движения в магнитных полях, и теория этого движения становятся особенно актуальными.

## Глава 2

### Экспериментальные методики, использованные при изготовлении и изучении наноточек с вихревой структурой

#### 2.1 Изготовление наноточек с вихревой структурой

##### 2.1.1 Метод взрывной литографии

Технологические этапы взрывной литографии представлены на рисунке 12. На подготовленную поверхность полупроводникового образца наносят слой фоторезиста. Однородность толщины и качество покрытия обеспечиваются центрифугированием. Фоторезист сушат при невысоких температурах. В результате получается некоторое подобие фотографической пластинки, чувствительной к определенному диапазону длин волн излучения.

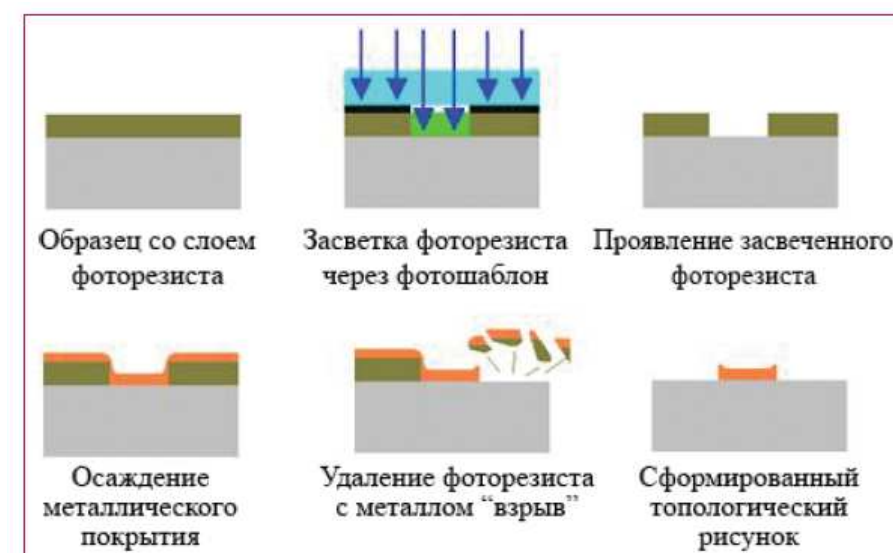


Рисунок 12. Технологические этапы взрывной литографии [74].

В зависимости от того, какой фоторезист используется: негативный или позитивный – засветка, происходящая через фотошаблон со сформированным

заранее рисунком, усиливает инертность фоторезиста либо разрушает его структуру. После этого образец промывают в проявителе, удаляющем разрушенный засветкой фоторезист (позитивная литография), либо фоторезист с неизменной структурой (негативная литография). Далее проводится осаждение многослойного или однослойного металлического покрытия. Важно отметить, что этот процесс подразумевает образование слоев металла на всей площади образца, обращенной к источнику материала. После осаждения покрытия образец погружается в органический растворитель, растворяющий фоторезист и обеспечивающий его удаление с поверхности полупроводника. При этом вместе с фоторезистом удаляются ненужные слои осажденного металла. В результате на поверхности полупроводника образуется требуемый рисунок контактной морфологии.

Массив круглых наноточек был сформирован методом взрывной литографии из сплошной пленки, термическим напылением сплава 80НХС на кремниевую подложку, покрытую фоторезистом. Для создания требуемой морфологии на поверхности подложки использовался негативный фоторезист AZ Nlof 2035, формирующий пленку толщиной порядка 3,5 мкм. Данный фоторезист был выбран из-за высокой термостабильности (до 250°C) и высокой химической стойкости. На этапе экспонирования в качестве источника актиничного электромагнитного излучения использовалась ртутная лампа ДРШ-350, которая характеризуется высокой интенсивностью излучения, параллельностью светового пучка и его равномерностью.

Стадией формирования маски резиста является создание равномерной пленки определенной толщины. Для этой операции использовалось центрифугирование, позволяющее получать равномерные пленки (отклонения от средней толщины вдоль поверхности не более  $\pm 10\%$ ). Подложка закрепляется вакуумным присосом на центрифуге и после нанесения нескольких капель резиста раскручивается со скоростью 3000 об/мин. Планаризирующее действие центробежных сил приводит к образованию сверхгладких пленок с

однородностью по толщине ~ 1%, которую нельзя получить каким-либо другим способом. Толщина резиста влияет на дефектность, время сушки, время экспонирования и проявления, селективность травления пленки. Размер массива нанодисков составлял ( $4 \times 4 \text{ nm}^2$ ).

### 2.1.2 Термическое осаждение пленок

Напыление пленок производилось на модифицированной установке вакуумного термического напыления УВН-2М-2 (рисунок 13).



Рисунок 13. Внешний вид модифицированной установки УВН-2М-2

Методика нанесения покрытий заключалась в следующем. Кремневый диск с готовым штампом для взрывной литографии закреплялся над испарителем. Между испарителем и тиглями с распыляемыми материалами расположена заслонка, схематично изображенная на рисунке 14, которая перемещается вдоль мишени, открывая испаряемый материал. Положение заслонки регулируется специальным устройством, расположенным снаружи вакуумной камеры. Смена испарителей производится вращением «карусели» внутри вакуумной камеры, что позволяет напылять пленки послойно, без напуска воздуха.



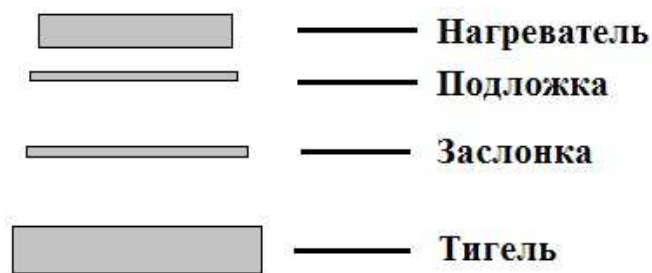


Рисунок 14. Схема расположения элементов внутри вакуумной камеры

Над кремниевой пластиной устанавливается печь для предварительного прогрева подложки. Испаритель представляет собой два электрода, между которыми устанавливается вольфрамовый тигель. При подаче напряжения на электроды под действием тока накала тигель разогревается и вещество, находящееся на нем, испаряется. Сублимация происходит на установленной над испарителем пластине. Процесс напыления заключался в следующем. Между электродами в «карусели» устанавливались два тигля – один с навеской титана  $m(\text{Ti})=50$  мг, второй с навеской пермаллоя  $m(80\text{нхс})=110$  мг. Кремневый диск с готовым штампом для взрывной литографии закреплялся над испарителем в специальном держателе на высоте 40 см. После откачки воздуха из рабочей камеры до  $10^{-5}$  тор начинался прогрев подложки. Заслонка при этом оставалась закрытой. При достижении температуры  $120\text{ }^{\circ}\text{C}$  (ниже температуры задубливания фоторезиста AZ Nlof 2035) через 330 секунд начинался процесс напыления пленок. Сначала наносился слой титана следующим образом: подавался ток на вольфрамовый тигель с навеской при закрытой заслонке, что обеспечивало расплав титана и удаление чужеродных загрязнений. После чего заслонка открывалась, и производился процесс напыления. Затем заслонка закрывалась, «карусель» перемещалась на тигель с пермаллоем, и весь процесс повторялся аналогично напылению титана. Было изготовлено десять серий образцов, в каждой из которых находилось 8 квадратных матриц размером 4x4 мм.

## 2.2 Методы исследования

### 2.2.1 Исследование поперечных срезов методом просвечивающей электронной микроскопии

Для исследования поперечных срезов методами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) образцы готовили с помощью системы фокусируемого ионного пучка (ФИП) Hitachi FB2100 (ускоряющее напряжение 40 кВ, максимальный ток пучка 60 нА). Для этого готовые образцы покрывали защитным слоем Ge, толщиной ~ 200 нм, разрезали на заготовки размерами ~ 5x5 мм, на поверхности которых в рабочей камере ФИПа локально осаждали защитное вольфрамовое покрытие из газовой фазы гексакарбонила вольфрама ( $W(CO)_6$ ) размерами 10x1x0,3 мкм. Затем вырезали полуфабрикат 10x1x5 мкм, который с помощью микрозонда крепили к торцу зубчатого медного полукольца диаметром 3 мм. После этого образец постепенно травили до толщины ~ 50 нм, уменьшая интенсивность ионного пучка.

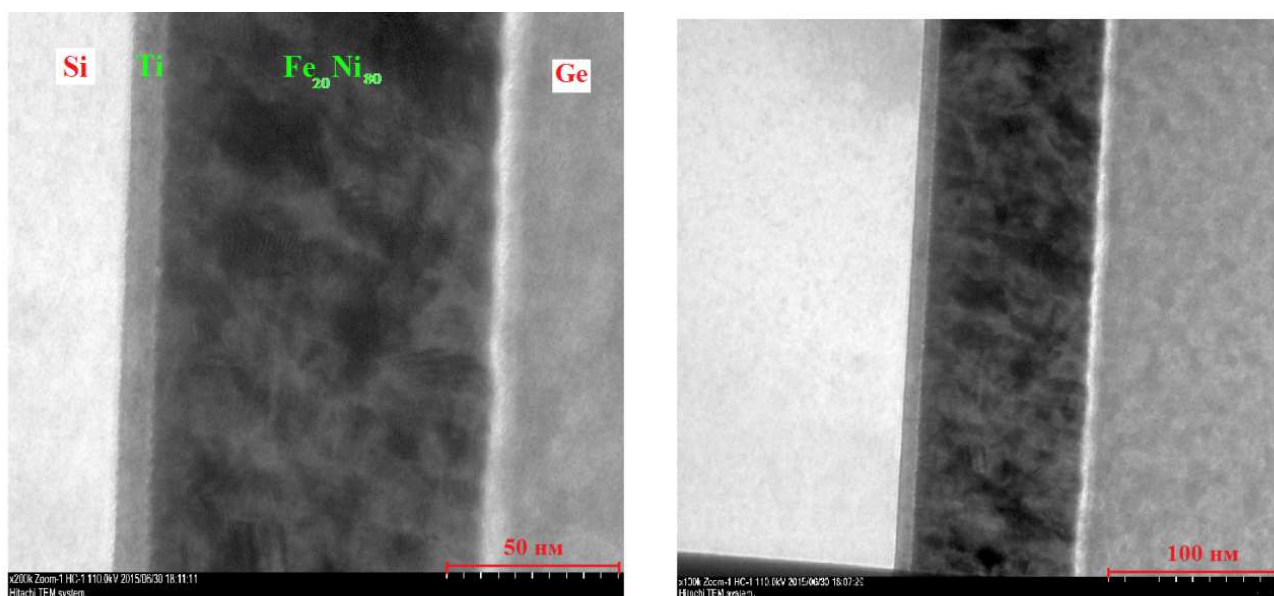


Рисунок 15. Фотографии среза нанодиска, полученные на просвечивающем электронном микроскопе Hitachi HT7700

Электронно-микроскопические исследования образцов проводили в ПЭМ Hitachi HT7700 при ускоряющем напряжении 110кВ в режиме светлого поля. Полученные изображения (рисунок 15) позволяют определить толщину магнитного нанодиска ( $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$ ) и титанового подслоя (Ti). Для нанодиска толщина соответствует значению ~100 нм, для подслоя ~5 нм.

### 2.2.2 Энергодисперсионный анализ

Для определения состава полученных наноточек применяется метод энергодисперсионного микроанализа на сканирующем электронном микроскопе Hitachi TM-3030.

Метод энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDX) заключается в следующем: электронный луч фокусируется с помощью электронных линз в тонкий зонд на объекте. Часть электронов луча проходит через исследуемый объект (объект «тонкий»). Другая часть электронов пучка ионизирует атомы, взаимодействуя с электронами атомов, в результате чего испускается характеристическое рентгеновское излучение. Энергия квантов этого излучения определяется энергией ионизированного уровня, а интенсивность излучения – числом ионизаций, зависящих от числа атомов при постоянной плотности электронного пучка и скорости электронов. Рентгеновское излучение анализируется спектрометром.

Принцип действия спектрометра основан на возбуждении рентгеновской флуоресценции контролируемых элементов излучением рентгеновской трубки с последующим анализом вторичного характеристического излучения при помощи отражения от кристалла-анализатора. Спектрометр позволяет настроиться на определённую длину волны вторичного рентгеновского спектра анализируемого элемента и зарегистрировать в течение заданного оператором времени интенсивность ( $J_{отн}^A$ ) от плёночных образцов. Типичное время измерения 10-20 с

на элемент. Измерение состава пленок с толщиной 100 Å и более происходит с точностью 2÷5%. Такая же точность гарантируется для измерения толщины пленок. Для определения состава нанодисков, полученных из сплава 80НХС, использовалось рентгенолучевое устройство элементного анализа – EDX. Это рентгенолучевое устройство устанавливается внутри микроскопа ТМ Hitachi ТМ-3030 для качественного и количественного анализа исследуемого образца. В качестве измеряемой поверхности был выбран один диск диаметром 3 мкм (рисунок 16).

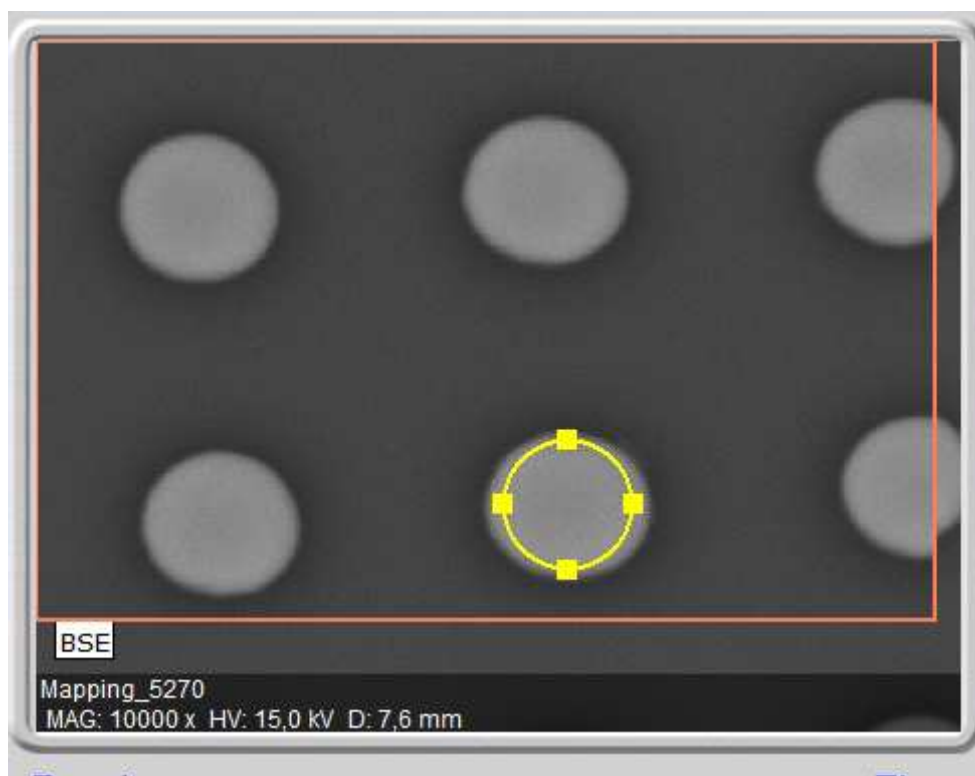


Рисунок 16. Выбранная область для элементного анализа находится внутри окружности

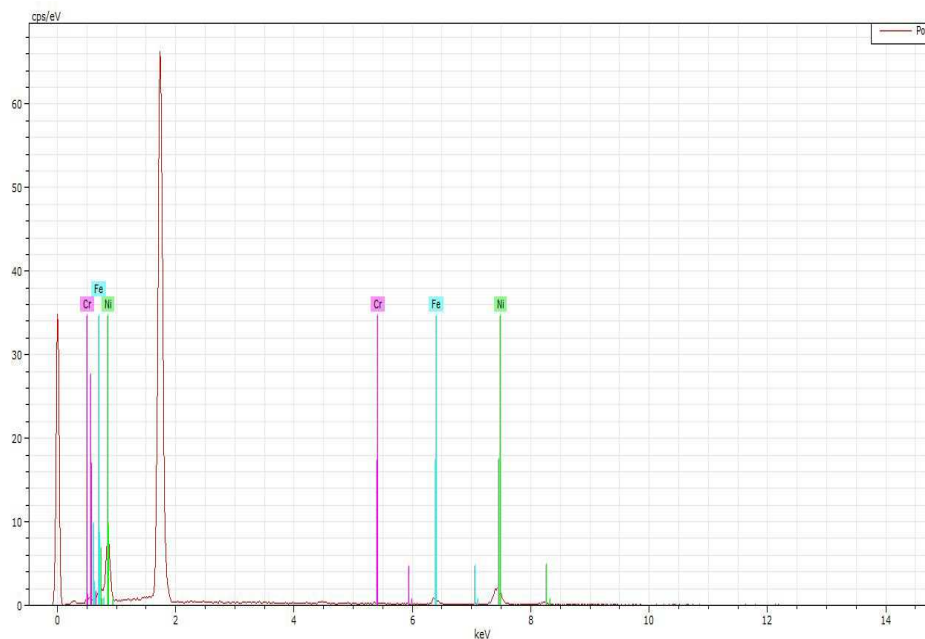


Рисунок 17. Спектр материала нанодиска

На основании полученных данных был определен состав и соотношение основных химических элементов сплава в диске (рисунок 17). Содержание: Ni-79,24% ; Fe-18,25%; Cr-2,51%.

### 2.2.3 Метод ферромагнитного резонанса

Созданные установки для исследований ферромагнитного резонанса (ФМР) позволяют проводить измерения в очень широком диапазоне частот: от долей герца до 1500 ГГц. Однако степень освоенности отдельных участков этого диапазона различна, в частности, большие проблемы возникают в интервале частот 0.1-1.0 ГГц, где перестают работать моды, основанные на использовании систем с сосредоточенными параметрами, а традиционные измерительные ячейки с распределенными параметрами имеют неприемлемо большие габариты. В настоящее время существующая проблема успешно решается с применением микрополосковых резонаторов. Для проведения измерений в пермалловых наноточках с вихревой структурой намагниченности был изготовлен спектрометр для изучения методами широкополосного и узкополосного ФМР.

### Устройство:

Блок-схема спектрометра на основе компланарного волновода для широкополосного ФМР представлена на рисунке 18.

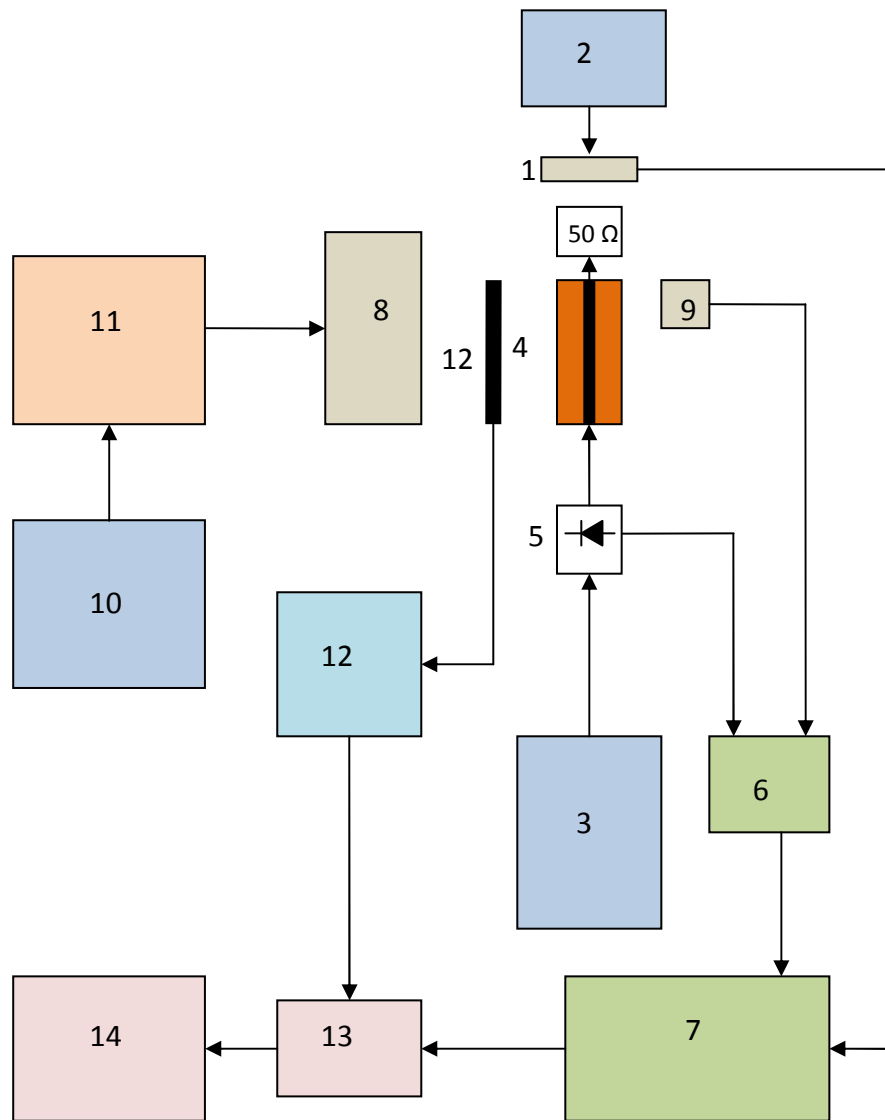


Рисунок 18. Блок-схема широкополосного ФМР спектрометра

Блок-схема спектрометра на основе компланарного четвертьволнового короткозамкнутого микрополоскового резонатора для узкополосного ФМР представлена на рисунке 19.

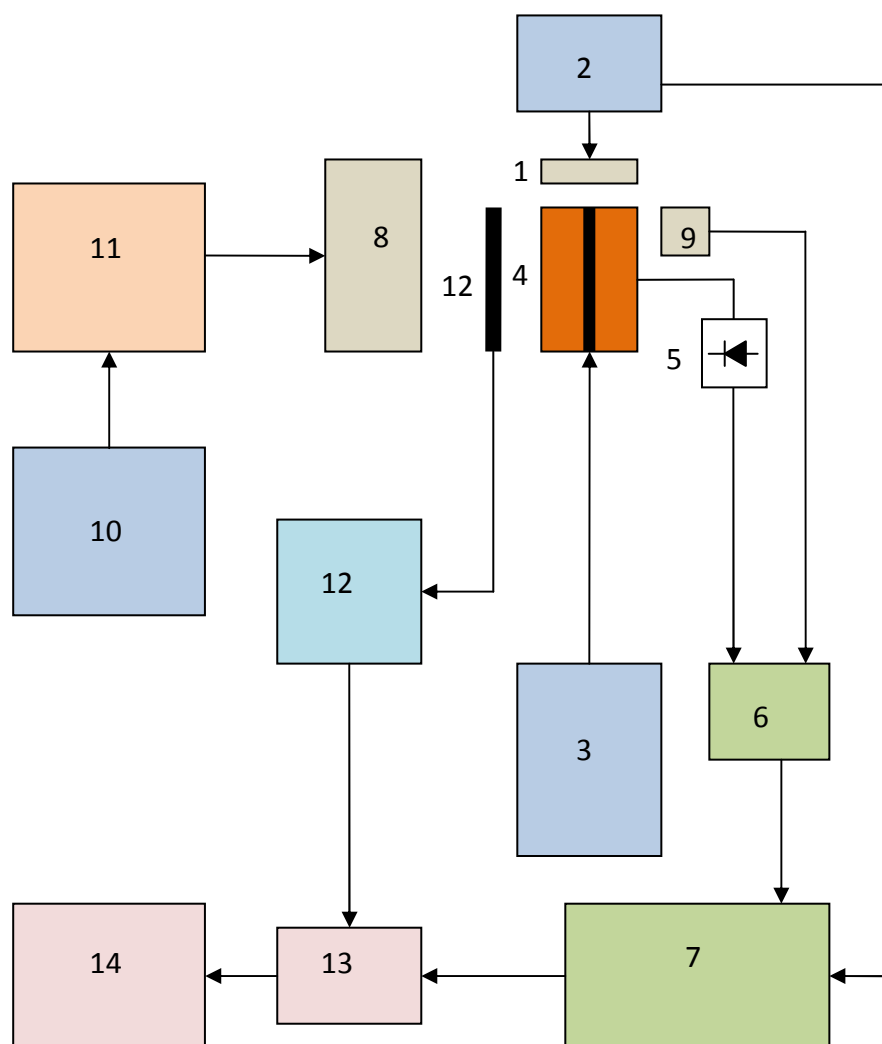


Рисунок 19. Блок-схема узкополосного ФМР спектрометра

В наших измерениях использовался метод синхронного детектирования сигнала на частоте модуляции. В качестве источника модуляционного поля использовались катушки Гельмгольца 1, подключенные к генератору сигналов синусоидальной формы 2. В качестве источника высокочастотного магнитного поля для образца использовался генератор высокой частоты 3. Сигнал с микрополоскового резонатора 4 после прохождения через детектор 5, представляющий собой двухполупериодный диодный мост, подавался на двухканальный предусилитель 6 и после усиления попадал на селективный усилитель 7, настроенный на частоту модуляции. Для компенсации паразитного

сигнала, возникающего в результате изменения магнитной восприимчивости материала сердечника основного магнита 8, на второй канал предусилителя подавался сигнал с компенсационной катушки 9, находящийся внутри колец Гельмгольца. Амплитуда и частота основного магнитного поля задавались генератором сигналов специальной формы 10 и после прохождения через усилитель 11 подавались на электромагнит 8. Поле, создаваемое этим электромагнитом, регистрировалось миллитесламетром 12, работающим на основе датчика холла 13. Полезный сигнал с фазового детектора и миллитесламетра подавался на аналогово-цифровой преобразователь АЦП 14, после чего поступал в ПЭВМ 15. Компланарный волновод представлял собой проводящую линию, выполненную на диэлектрической керамике «ситалл» с шириной проводящей полосы 100 мкм согласованного на волновое сопротивление 50 Ом.

Микрополосковый резонатор, представленный на рисунке 20, был выполнен на керамике титаната бария ( $\text{BaTiO}_3$ ) диэлектрической проницаемости  $\epsilon=100$  с двухсторонней полировкой и металлизированным слоем Cr/Cu.

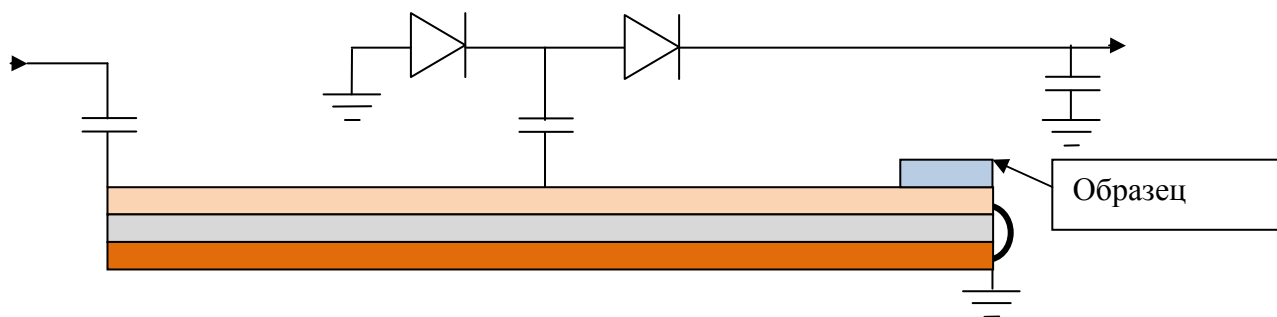


Рисунок 20. Схема измерительного микрополоскового резонатора с образцом

Внешний вид резонатора представлен на рисунке 21.





Рисунок 21. Внешний вид резонатора

Детектор представлял собой диодный мост на ВЧ диодах 2A201A. При данной конструкции резонатор является многомодовым. Было изготовлено три резонатора, первая мода которых соответствует частотам 232, 346, 415 МГц.

Экспериментальная АЧХ для первой моды, полученная на векторном анализаторе цепей ZVK для резонатора на частоте 232 МГц, представлена на рисунке 22.

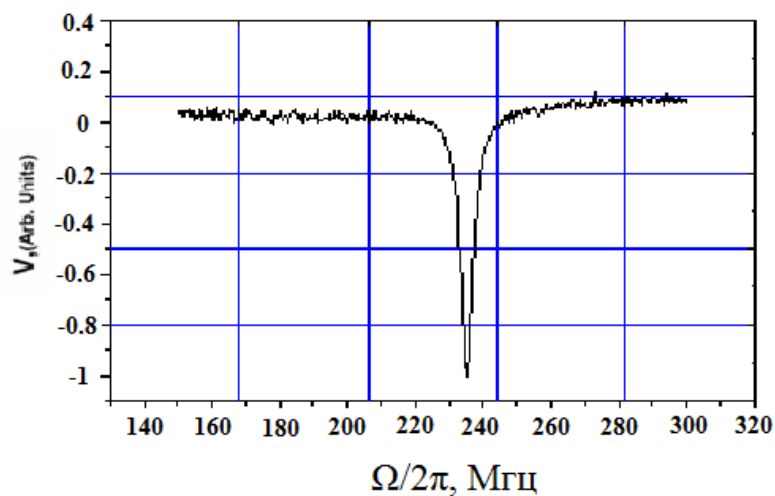


Рисунок 22. АЧХ резонатора для первой моды на частоте 232 МГц

В процессе эксперимента на ФМР спектрометре каждый образец помещался в пучность высокочастотного магнитного поля. Более подробно методика измерений и полученные экспериментальные результаты описаны в третьей и четвертой главах.

#### 2.2.4 Атомно-силовая и магнитно-силовая микроскопия

Структура поверхности наноточек и магнитный рельеф исследовалась на сканирующем зондовом силовом микроскопе (СЗСМ) Veeco MultiMode NanoScope IIIa SPM System (рисунок 23). В сканирующих зондовых микроскопах исследование микрорельефа поверхности и ее локальных свойств проводится с



помощью специальным образом подготовленных зондов в виде игл. Рабочая часть таких зондов (острие) имеет размеры порядка десяти нанометров. Характерное расстояние между зондом и поверхностью образцов в зондовых микроскопах по порядку величин составляет 0,1 – 10 нм. В основе работы зондовых микроскопов лежат различные типы взаимодействия зонда с поверхностью (магнитное, электрическое, Ван-дер-Ваальсово).

Рассмотрим общие черты, присущие различным зондовым микроскопам. Пусть взаимодействие зонда с

Рисунок 23. Сканирующий зондовый микроскоп Veeco Multi Mode NanoScope IIIa SPM

поверхностью характеризуется некоторым параметром  $P$ . Если существует достаточно резкая и взаимно однозначная зависимость параметра  $P$  от расстояния зонд – образец  $P =$

$P(z)$ , то данный параметр может быть использован для организации системы обратной связи (ОС), контролирующей расстояние между зондом и образцом. На рисунке 24 схематично показан общий принцип организации обратной связи сканирующего зондового микроскопа.

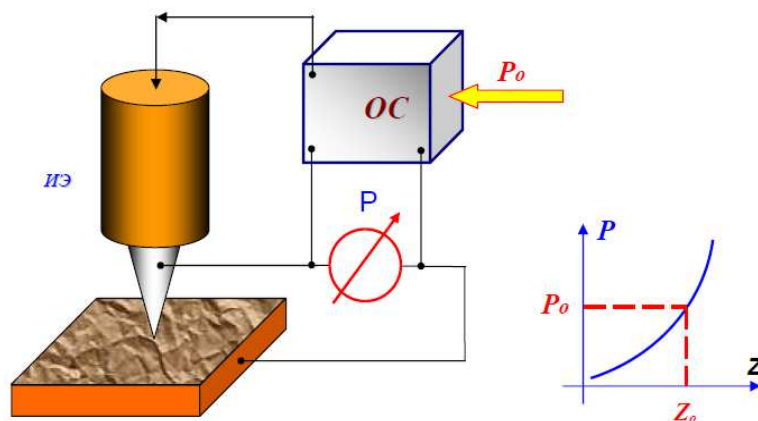


Рисунок 24. Схема организации системы обратной связи зондового микроскопа [75].

Система обратной связи поддерживает значение параметра  $P$  постоянным, равным величине  $P_0$ , задаваемой оператором. Если расстояние зонд – поверхность изменяется (например, увеличивается), то происходит изменение (увеличение) параметра  $P$ . В системе ОС формируется разностный сигнал, пропорциональный величине  $\Delta P = P - P_0$ , который усиливается до нужной величины и подается на исполнительный элемент ИЭ. Исполнительный элемент обрабатывает данный разностный сигнал, приближая зонд к поверхности или отодвигая его до тех пор, пока разностный сигнал не станет равным нулю. Таким образом можно поддерживать расстояние зонд-образец с высокой точностью. В существующих зондовых микроскопах точность удержания расстояния зонд-поверхность достигает величины  $\sim 0.01 \text{ \AA}$ . При перемещении зонда вдоль поверхности образца происходит изменение параметра взаимодействия  $P$ , обусловленное рельефом поверхности. Система ОС обрабатывает эти изменения, так что при перемещении зонда в плоскости  $X, Y$  сигнал на исполнительном элементе оказывается пропорциональным рельефу поверхности. Для получения

СЗМ изображения осуществляют специальным образом организованный процесс сканирования образца. При сканировании зонд вначале движется над образцом вдоль определенной линии (строчная развертка), при этом величина сигнала на исполнительном элементе, пропорциональная рельефу поверхности, записывается в память компьютера. Затем зонд возвращается в исходную точку и переходит на следующую строку сканирования (кадровая развертка), и процесс повторяется вновь. Записанный таким образом при сканировании сигнал обратной связи обрабатывается компьютером, и затем СЗМ изображение рельефа поверхности  $Z = f(x,y)$  строится с помощью средств компьютерной графики [75].

В основе работы АСМ лежит силовое взаимодействие между зондом и поверхностью, для регистрации которого используются специальные зондовые датчики, представляющие собой упругую консоль с острым зондом на конце (рисунок 25 а, б)

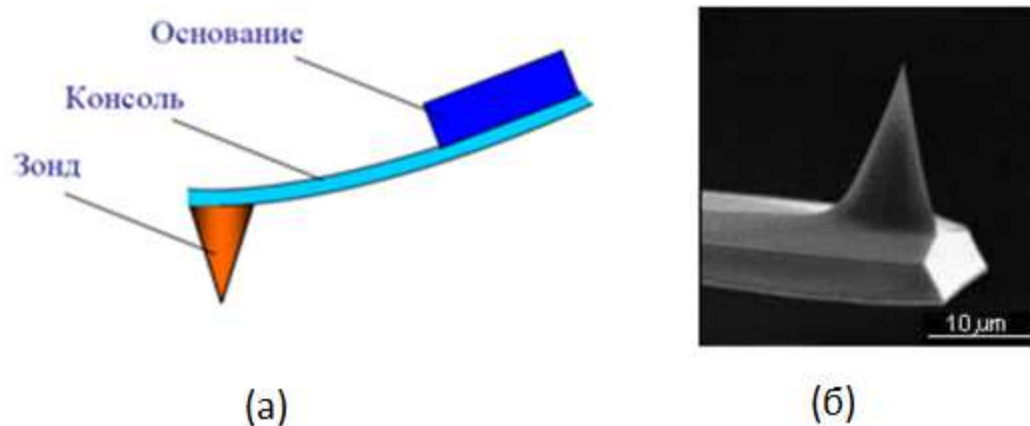


Рисунок 25. (а) Схематическое изображение зондового датчика АСМ. (б) Электронно-микроскопическое изображение АСМ зонда, расположенного на прямоугольной консоли.

Получение АСМ изображений рельефа поверхности связано с регистрацией малых изгибов упругой консоли зондового датчика. В атомно-силовой микроскопии для этой цели широко используются оптические методы (Рисунок 26).

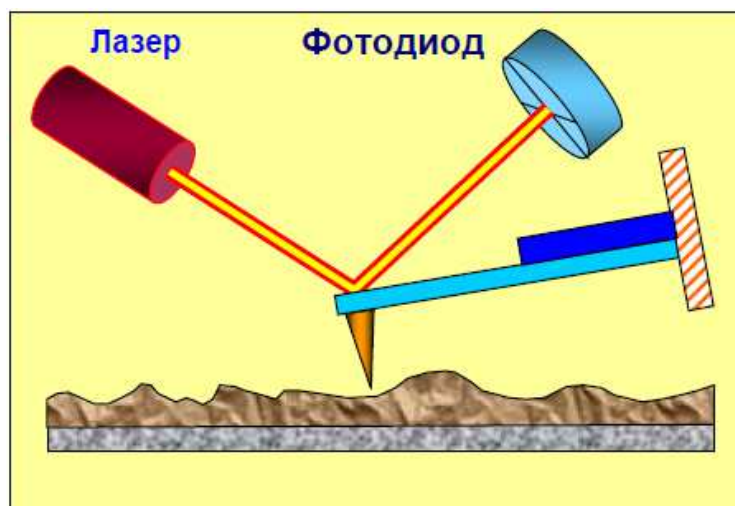


Рисунок 26. Схема оптической регистрации изгиба консоли зондового датчика АСМ [75].

Также широкое распространение получили бесконтактные методики сканирования поверхности, в которых регистрируется не изгиб консоли кантилевера, а изменение амплитуды и фазы его колебаний. 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 колебаний кантилевера (иногда его называют прерывисто-контактный, а в иностранной литературе - "tapping mode" режим). При работе в этом режиме возбуждаются вынужденные колебания кантилевера вблизи резонанса с амплитудой порядка 10-100 нм. Кантилевер подводится к поверхности так, чтобы в нижнем полупериоде колебаний происходило касание поверхности образца. Взаимодействие кантилевера с поверхностью в "полуконтактном" режиме состоит из ван-дер-ваальсового взаимодействия, к которому в момент касания добавляется упругая сила, действующая на кантилевер со стороны поверхности.

Формирование АСМ изображения поверхности в режиме "tapping mode" происходит следующим образом. С помощью пьезовибратора возбуждаются колебания кантилевера на частоте  $\omega$  (близкой к резонансной частоте кантилевера) с амплитудой  $A_\omega$ . При сканировании система обратной связи АСМ поддерживает

постоянной амплитуду колебаний кантилевера на уровне  $A_0$ , задаваемом оператором ( $A_0 < A_\omega$ ). Напряжение в петле обратной связи (на z-электроре 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 виде распределения фазового контраста.

Ниже приведены результаты, полученные при сканировании полученных массивов круглых, квадратных и треугольных пленочных нано-, микроочек в рамках данной работы (рисунок 27).

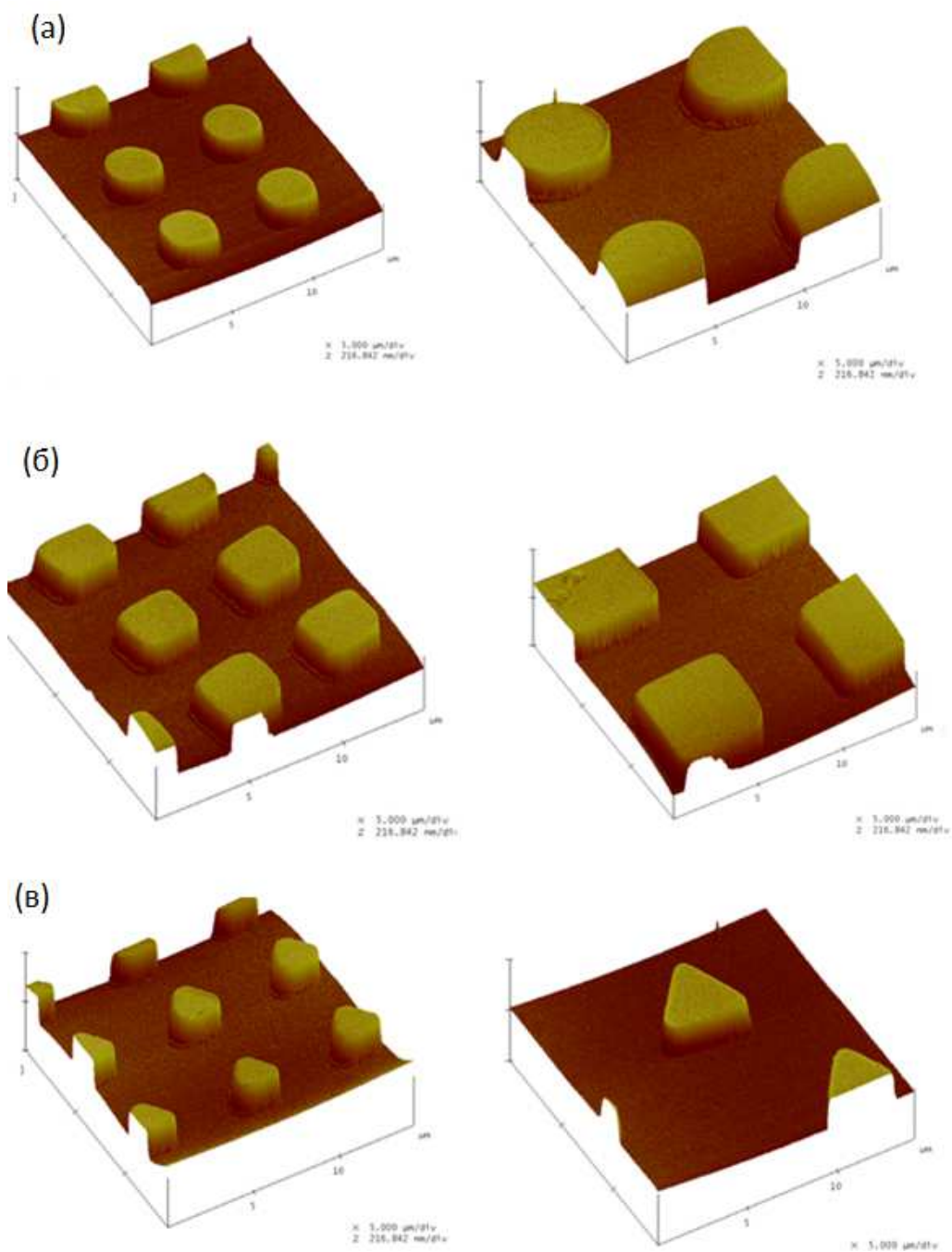


Рисунок 27. Морфология поверхности (а)-круглых (б)-квадратных (в)-треугольных пермалловых микроточек

Одновременно с формированием АСМ изображения возможно также создание изображения методом магнитно-силовой микроскопии (МСМ) изображений (магнитного рельефа) исследуемой области поверхности. Для наблюдения магнитной структуры магнитных образцов сканирующий зондовый силовой

микроскоп Veeco Multi Mode NanoScope IIIa SPM System переводится в режим формирования МСМ изображений по двухпроходной методике. При этом используется кантилевер, зонд которого покрыт слоем Cr/Co (магнитное покрытие) с удельной намагниченностью  $M(r)$  (Рисунок 28).

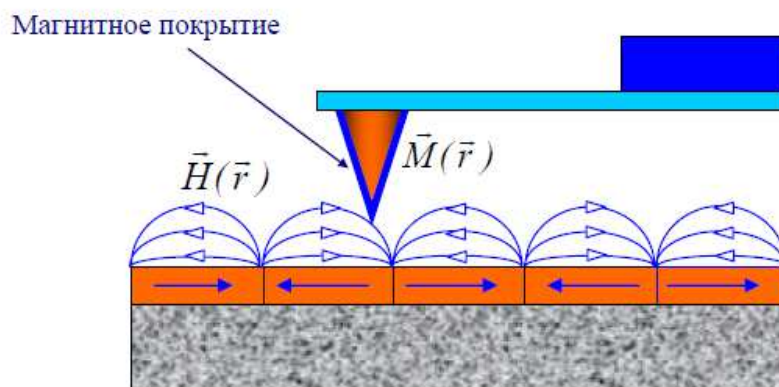


Рисунок 28. Зонд в магнитном поле образца [75].

Режим формирования МСМ изображений по двухпроходной методике состоит в следующем: с помощью пьезовибратора возбуждаются колебания кантилевера на частоте  $\omega$  вблизи резонанса. На первом проходе в "полуконтактном" режиме записывается рельеф поверхности образца. На втором проходе намагниченный зондовый датчик движется над образцом по траектории, соответствующей рельефу так, что расстояние между ним и поверхностью в каждой точке равно величине  $z_0 = \text{const}$ , определяемой оператором. При этом регистрируется «магнитный рельеф», обусловленный силовым взаимодействием однородно намагниченного зонда кантилевера с полями рассеяния нанодиска. МСМ изображение формируется в результате регистрации и анализа изменений амплитуды, частоты или фазы колебаний кантилевера. Контраст на МСМ изображении связан в конечном итоге с распределением намагниченности в образце. На рисунке 29 представлено ожидаемое (полученное в результате модельных расчетов) МСМ изображение для однородно намагниченной частицы в виде эллиптического цилиндра (магнитного диполя) и [75] и реальное его изображение.



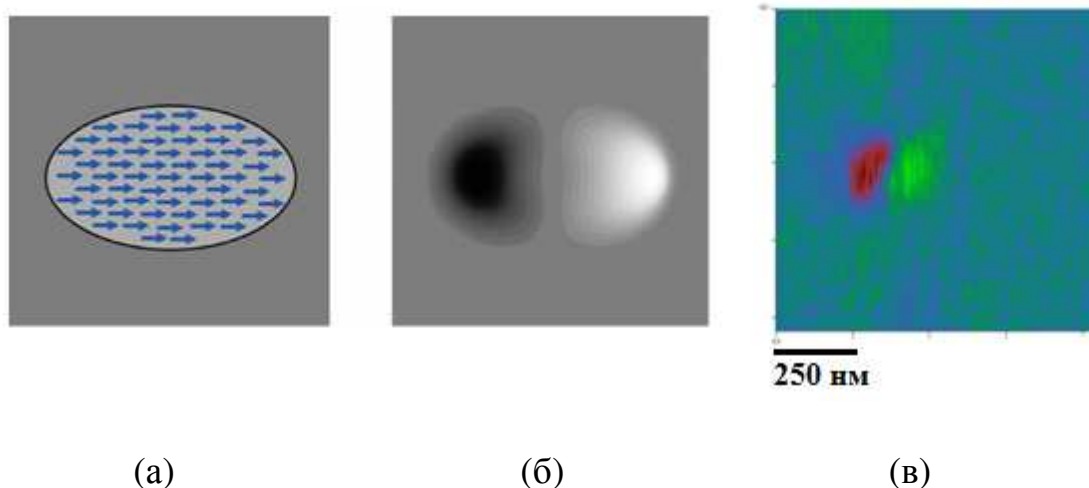


Рисунок 29. MFM изображения однородно намагниченной частицы: (а) - распределение намагниченности в частице; (б) – моделирование MFM изображения; (в) – реальное MFM изображение полученное на Veeco Multi Mode NanoScope IIIa SPM.

На рисунке 30 показаны снимки магнитных структур, полученных нами образцов треугольной, круглой и квадратной формы, созданных по двухпроходной методике в режиме частотной модуляции кантилевера при  $z_0=50$  нм. Снимки позволяют сделать вывод о том, что в случае круглых элементов диаметром 5 мкм и 3 мкм, толщиной 100 нм возникает устойчивая равновесная структура классического магнитного вихря с центральным ядром (рисунок 30 (а)). Для квадратных образцов (рисунок 30 (б)) равновесной является структура с замкнутым магнитным потоком (*квазивихрь*) из четырёх доменов, разделённых 90-градусными неелевскими границами и с ядром в центре, с намагниченностью, ориентированной вдоль прилегающей стороны квадрата. Эта структура является равновесной и устойчивой для всех полученных размеров образца. В случае треугольных элементов (рисунок 30 (в)) также формируется квазивихрь с ядром, при этом доменные границы имеют угол в  $120^\circ$ .

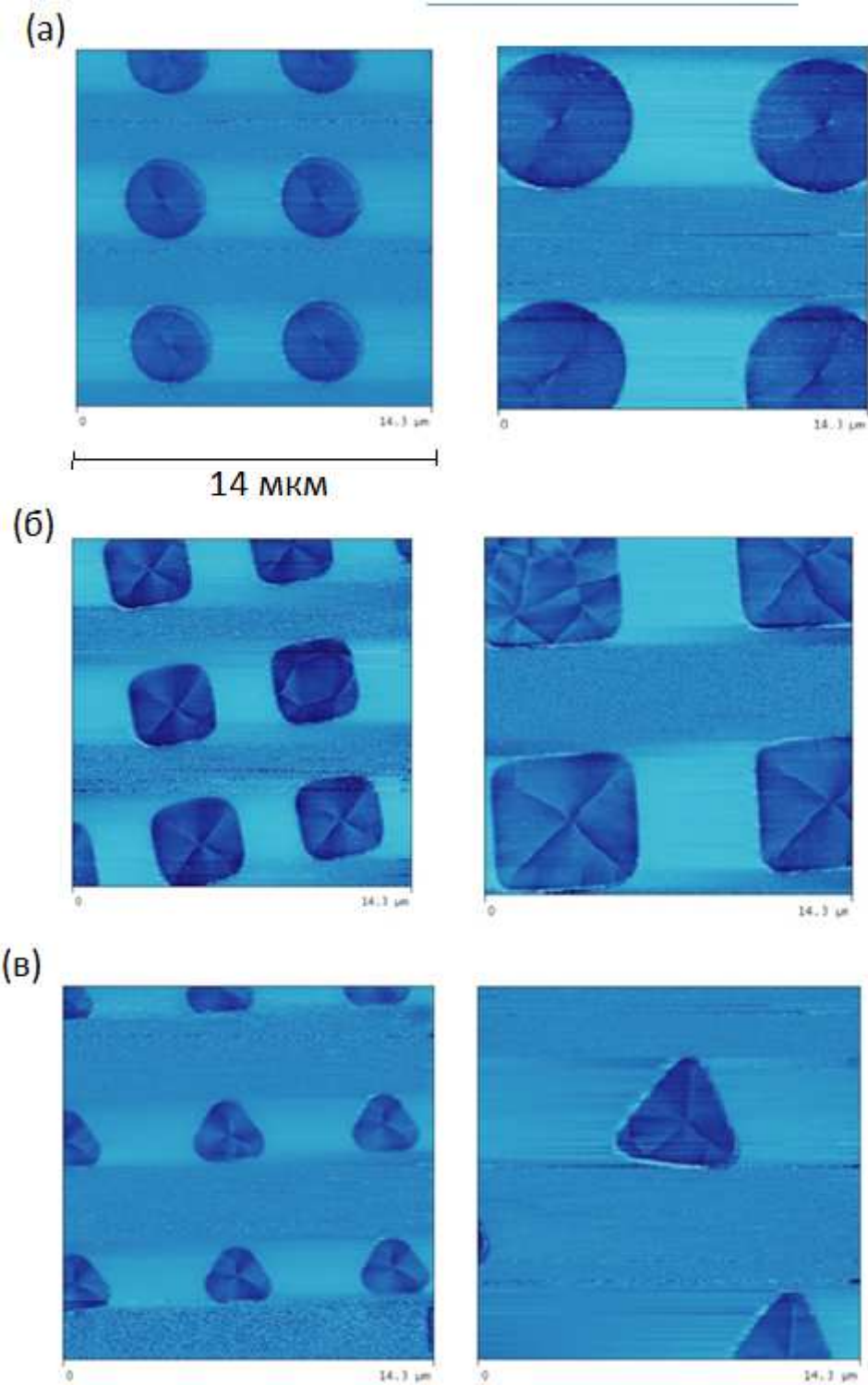


Рисунок 30. MFM изображения массивов (а)-круглых (б)-квадратных (в)-треугольных пермалловых нано-, микроточек.

По результатам второй главы можно сделать следующие выводы:

Отработан метод взрывной литографии для получения двумерных массивов нанодисков различной толщины, формы, диаметра, междискового расстояния с использованием резистивного напыления. Перед напылением пермаллоя на подложку с термостойким фоторезистом напыляется подслой Ti толщиной 5 нм, установлено время и температура прогрева подложки, при которых достигается максимальная адгезия напыляемой пленки и при этом не происходит задубливания фоторезиста.

## Глава 3

### Резонансное движение магнитных вихрей в микро- и наноточках

#### 3.1 Описание движения вихря с учетом инерционного коэффициента

Квазистатическое перемагничивание наноточек как с изменением вектора поляризации, так и с изменением киральности, чрезвычайно затруднительно. В первом случае основная работа внешнего поля тратится на преодоление энергии обмена, во втором случае — в основном на преодоление магнитостатической энергии. Естественным выходом из положения является ввод магнитной системы в резонансное состояние с последующим переворотом намагниченности в ядре на противоположное. Метод резонансного «раскручивания» магнитного вихря реализуется в эксперименте достаточно успешно, и под него подведена убедительная теоретическая база. Авторы [16], используя наноточки из сплава с малым затуханием NiMnSb и применяя уникальный магнитный резонансный силовой микроскоп, экспериментально определили зависимость различных частот движения центра вихря от величины и направления внешнего поля.

Мы же в нашей работе экспериментально исследовали резонансные свойства наноточек из классического пермаллоя Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>. Массив (4x4 мм<sup>2</sup>) дисков диаметром  $2R = 1.5 \mu\text{m}$  был изготовлен методом фотолитографии из сплошной поликристаллической пленки толщиной 100 нм. Тем же методом был изготовлен массив квадратных элементов с длиной стороны  $a = 1,5 \mu\text{m}$  и толщиной 65 нм.

Исследования проводились с использованием компланарного волновода с центральной линией шириной 100 мкм методом широкополосного ФМР, нагруженного на волновое сопротивление 50 Ом. Высокочастотное поле было направлено перпендикулярно центральной полосе в плоскости пленки. Компланарный волновод и образец находились в магнитном поле, перпендикулярном плоскости образца (максимальная напряженность постоянного магнитного поля  $H = 12 \text{ kOe}$ ). Регистрировались дифференциальные кривые

поглощения (с использованием модулирующего поля амплитудой  $H_m=60$  Ое, направленного вдоль поля  $H$ ). Детектированный сигнал с компланарного волновода усиливался селективным усилителем на частоте модуляции и подавался на вход синхронного детектора. При совпадающем направлении ядра и поля ( $p = +1$ ) резонансная частота увеличивается с увеличением поля  $H$ , а в случае, когда центр вихря и поле антипараллельны ( $p = -1$ ), с увеличением поля резонансная частота уменьшается.

В основе аналитических оценок лежит решение уравнения Тиля (13) [31]. Из этого уравнения следует, что центр вихря участвует в сложном движении с наличием гирросилы [76]. Это обстоятельство указывает на то, что траектория должна представлять собой спиралевидные фигуры. Этот вывод многократно подтвержден в численном моделировании и попытках прямого наблюдения [77,78,79,80,81,82]. Следует отметить, что в наноточках с формой, отличной от круговой (эллиптической), движение намагниченности может носить более сложный характер, и применение уравнения Тиля осложнено [83]. Из (13) следует, что характерная частота обращения вихря вокруг центра наноточки без учета диссипации составляет  $\Omega_0=k/G$ , где  $k$  — эффективный коэффициент жесткости магнитной подсистемы.

Характерные частоты вращения центра вихря зависят от многих факторов: намагниченности насыщения материала, его геометрических размеров, формы, внешнего поля и т. д., и составляют порядка нескольких сотен мегагерц. Такое движение намагниченности принято считать низкочастотным. Важно отметить, что кроме низкочастотных мод движения намагниченности в наноточках предсказано существование и более сложных колебаний с высокими частотами [84,85,86].

В любом случае как аналитические, так и численные расчеты, основываются на решении уравнения ЛЛГ или Тиля. Но в данном случае следует отметить, что получение общего решения уравнения (13), максимально

приближенного к реальности, сопряжено с существенными вычислительными трудностями. Поэтому часто прибегают к модельным представлениям [87].

В настоящее время появились десятки экспериментальных работ по наблюдению движения вихря. В них выяснилось, что траектория ядра вихря носит более сложный характер, чем предписывается уравнением (13). Искажение траектории не удастся объяснить наличием структурных дефектов и пиннингом вихря. Объяснение низкочастотного режима движения центра вихря можно проводить, используя классический подход к анализу лагранжиана магнитной системы, из которого можно вычлнить слагаемые, ответственные за кинетическую энергию не только вращательного, но и поступательного движения центра вихря [85,86,88]. Другое направление анализа связано с добавлением в уравнение (13) феноменологических слагаемых, пропорциональных высшим производным от координаты ядра по времени: инерционного слагаемого [33] и высшего гироскопического слагаемого, пропорционального третьей производной от координаты ядра [33,89,90]. Авторы упомянутых работ провели численное моделирование движения ядра вихря с включенными инерционным и высшим гироскопическим слагаемым. Моделирование показало, что траектория в этом случае представляет собой результат наложения на гладкую медленную спиралевидную траекторию высокочастотных колебаний, по форме напоминающих циклоиды. При этом «тонкое» быстрое движение сердцевины вихря на фоне медленной траектории и обеспечивает наличие высокочастотных мод. Для описания такого движения уравнение Тила должно быть представлено в виде (14). Гиромагнитный вектор можно записать так:  $\mathbf{G} = G\mathbf{z}$ , где  $\mathbf{z}$  — единичный вектор в направлении, перпендикулярном плоскости нанодиска. В случае 2D магнетика для модуля  $G$  и коэффициента диссипации  $D$  можно записать:

$$G = \frac{M_s L}{\gamma} \int \left( \frac{\partial m_n}{\partial X_i} \frac{\partial m_m}{\partial X_j} - \frac{\partial m_n}{\partial X_j} \frac{\partial m_m}{\partial X_i} \right) dX_i dX_j, \quad (15)$$

$$D = -\frac{\alpha M_s L}{\gamma} \int \left( \frac{\partial m_n}{\partial X_i} \frac{\partial m_n}{\partial X_j} - \frac{\partial m_m}{\partial X_i} \frac{\partial m_m}{\partial X_j} \right) dX_i dX_j. \quad (16)$$

Здесь  $\gamma$  — гиромагнитное соотношение,  $\alpha$  — параметр затухания,  $M_S$  — намагниченность насыщения,  $L$  — толщина магнетика, которая много меньше его радиуса  $R$ . Малость  $L$  позволяет считать, что в направлении, перпендикулярном плоскости магнетика намагниченность не меняется.

Авторы большинства известных нам теоретических работ диссипативное слагаемое не принимают в расчет, считая его малым. Действительно, так и есть, но в случае больших скоростей движения вихря (нелинейный режим) или при анализе высокочастотных мод, упомянутых выше, слагаемое, ответственное за затухание может играть существенную роль. Кроме того, это слагаемое влияет на экспериментально исследуемые резонансные кривые наноточек, что заостряет интерес на вычислении множителя  $D$ , особенно его зависимости от приложенного внешнего поля.

Также остается проблемой строгое вычисление коэффициентов  $G_3$  и  $\mu_*$ . Как правило, в аналитических расчетах используют приближенные оценки. Эти величины зависят от профиля функции распределения намагниченности в ядре вихря  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ , для которой не удается получить строгое выражение.

Рассмотрим далее наноточку в форме диска радиуса  $R$  и толщины  $L$ . Разные авторы используют известные модельные функции, которые приближенно соответствуют решению хорошо известного уравнения на равновесное распределение радиальной компоненты намагниченности в цилиндрически симметричных магнетиках [9,15,91,92,93,94,95]:

$$\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \vartheta}{\partial r} - \frac{1}{2} \sin 2\vartheta \left[ \frac{1}{r^2} - 1 \right] - h \sin(\vartheta) = 0. \quad (17)$$

Здесь  $\vartheta$  — полярный угол намагниченности, отсчитываемый от перпендикуляра к плоскости магнетика,  $r = \rho/\delta_0$  — безразмерная радиальная координата,  $h = H/H_a$  — безразмерное магнитное поле, отнесенное к полю анизотропии типа «легкая плоскость»,  $\delta_0 = \sqrt{A/4\pi M_S^2}$  — корреляционная длина намагниченности (радиус сердцевинки вихря). Для исследования резонансных свойств вихря в зависимости

от поля необходимо иметь информацию о зависимости профиля  $\mathcal{G}(r)$  от величины поля или, в крайнем случае, зависимость  $\delta_0(h)$ .

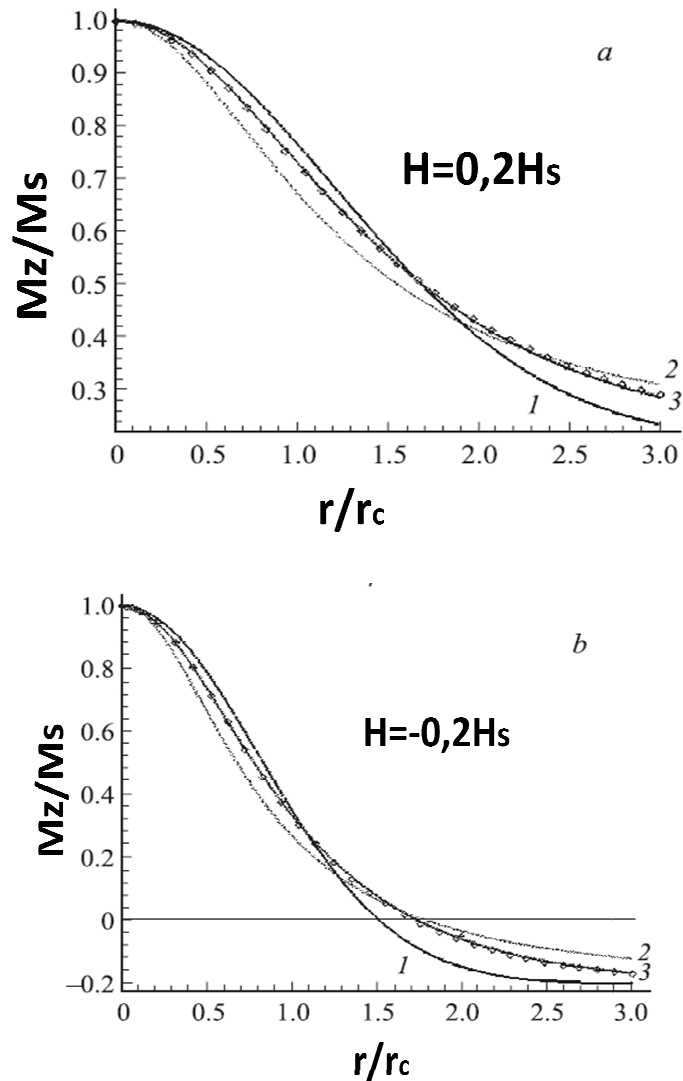


Рисунок 31. Распределение перпендикулярной компоненты намагниченности по некоторым литературным данным в сравнении с численным решением уравнения (17) — кривая 3. Точками показано распределение по функции (18). Кривая 1 — гауссово распределение [94,96], кривая 2 — распределение намагниченности  $\text{tg}(\vartheta/2) = r$  по данным [15]. Графики построены для случаев: *a* — направление поля совпадает с направлением намагниченности в центре ядра ( $h > 0$ ) и *b* — поле противоположно намагниченности ядра ( $h < 0$ )



Эти зависимости имеются только для случая больших магнитных полей  $h \approx 1$  [88,92,97]. В случае малых полей у разных авторов нет согласия. Мы предлагаем в качестве приближенного решения следующую функцию:

$$m_z(r) = \cos(v(r)) = \frac{(1-h)\exp\left(-0.1\left(\frac{r}{1+h}\right)^2\right)}{1+0,6\left(\frac{r}{1+h}\right)^2} + h. \quad (18)$$

На рисунке 31 представлены в сравнении распределения намагниченности, предложенные разными авторами. Далее будем использовать распределение (18) как наиболее точно совпадающее с численным решением при слабых полях  $h$ .

Рассмотрим далее уравнение:

$$\hat{\mu}_* \dot{\mathbf{v}} + \mathbf{G} \times \mathbf{v} + \Delta U + \hat{D}\mathbf{v} = 0. \quad (19)$$

В двумерном случае это уравнение образует систему для проекций на декартову систему координат:

$$\begin{cases} \mu_* \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} - G \frac{\partial y}{\partial t} + D \frac{\partial x}{\partial t} + kx = 0, \\ \mu_* \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} + G \frac{\partial x}{\partial t} + D \frac{\partial y}{\partial t} + ky = 0. \end{cases} \quad (20)$$

Оси  $x$  и  $y$  лежат в плоскости наноточки.

Решение этой системы уравнений искалось в виде затухающих тригонометрических функций:  $x(t)=A(t)\sin(\Omega_0 t)$ ,  $y(t)=A(t)\cos(\Omega_0 t)$ . В результате для параметра  $\Omega_0$  получено следующее уравнение:

$$\mu\Omega_0^2 \left[ \frac{D^2}{(G-2\mu\Omega_0)^2} - 1 \right] + \frac{\Omega_0 D^2}{G-2\mu\Omega_0} + \Omega_0 D + k = 0. \quad (21)$$

Проведем приближенный анализ этого уравнения. В случае так называемого внутривекторного вихря [98]  $G = 0$ , при этом реализуется трансляционная мода движения вихря. Тогда уравнение (21) принимает тривиальный вид, а выражение для частоты колебаний будет выглядеть так:

$$\Omega_0^2 = \frac{k}{\mu} - \frac{D^2}{4\mu^2}. \quad (22)$$

В случае конфигурации вихря с выходом намагниченности из плоскости наноточки выполняются соотношения:  $G^2 \gg D^2$ ,  $k\mu$ . В этом варианте решение уравнения (22) можно представить в приближенном виде:

$$\Omega_0 \approx \frac{1}{2\mu G} \left[ 2k\mu - D^2 - G^2 + \sqrt{(2k\mu - D^2 - G^2)^2 + 2k\mu G^2} \right] \quad (23)$$

Полученные выражения справедливы, если положить, что потенциальная энергия магнитного вихря может быть представлена в виде:  $U(\mathbf{r}) \approx k\mathbf{r}^2/2$ , что допустимо в случае незначительного смещения центра вихря из положения равновесия. Заметим, что при  $\mu = 0$  выражения (22,23) полностью совпадают с хорошо известными частными случаями [31,40,84,99,]. На рисунке 32 кривая 2 показывает характерное решение уравнения (23) в сравнении с решением без учета «массы» вихря (кривая 1). Для этих случаев начальные условия заданы одинаковыми, а характерные параметры заданы для диска из пермаллоя толщиной 40 нм и диаметром 1,5 мкм.

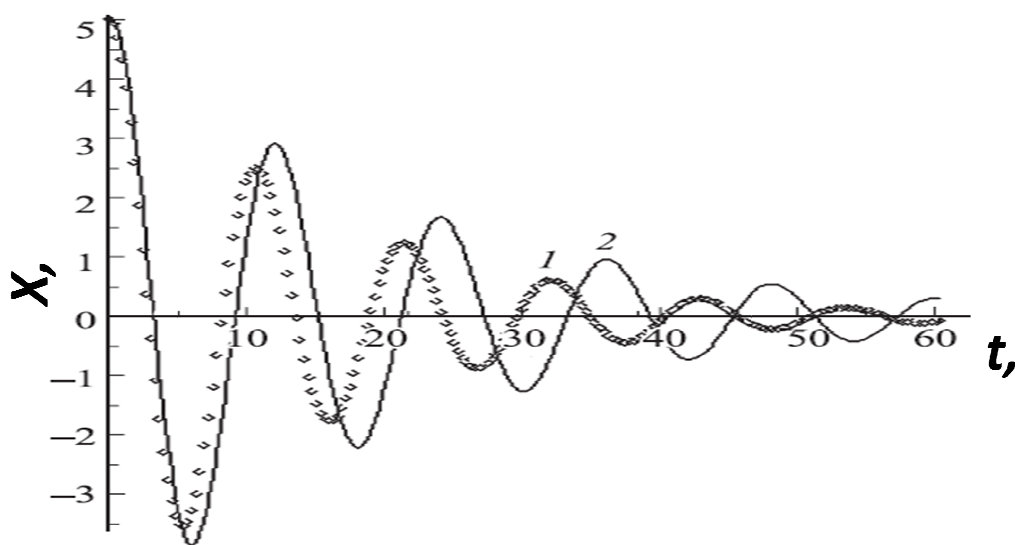


Рисунок 32. Пример численного сравнения решений уравнения движения магнитного вихря с учетом (1) и без учета (2) инерционного коэффициента

Как и следовало ожидать, период обращения ядра при учете инерционного слагаемого увеличивается. Особенно это заметно при значительных смещениях ядра от центра наноточки, т. е. в резонансном режиме или близком к нему.

Компоненты тензора массы можно оценить как произведение поверхностной плотности магнитостатических зарядов на площадь боковой поверхности центра вихря [99].

$$\mu_c \approx \frac{1}{\gamma^2 \delta_0} 2\pi \delta_0 L \approx \frac{2\pi L}{\gamma^2}. \quad (24)$$

После добавления к массе ядра хорошо известного выражения для эффективной массы периферии магнитного вихря [33]

$$\mu_p \approx \frac{\pi^2 L}{2\gamma^2} \ln\left(\frac{R}{\delta_0}\right) \quad (25)$$

получаем величину полной массы:

$$\mu = \mu_c + \mu_p. \quad (26)$$

Эффективный коэффициент жесткости может быть представлен в виде [53,55]

$$\kappa = \frac{40}{9} \frac{\pi M_s^2 L^2}{R} (1 - h^2). \quad (27)$$

С учетом выражений (26), (27), (30) и (33), для частоты обращения ядра (23) запишем:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Omega_0 = \frac{-\gamma M_s}{2(1+\pi/4) \ln(R/\delta_0)(1-h)} \\ \times \left[ \xi - \sqrt{\xi^2 + \frac{80}{9} l \left(1 + \frac{\pi}{4} \ln\left(\frac{R}{\delta_0}\right)\right)} (1-h^2)(1-h)^2 \right] \\ \xi = \frac{20}{9} l \left(1 + \frac{\pi}{4} \ln\left(\frac{R}{\delta_0}\right)\right) (1-h^2) - \frac{\alpha^2}{4\pi^2} f^2(h) - (1-h)^2. \end{array} \right. \quad (28)$$

Здесь введено обозначение:  $l = L/R$ . Учет инерционного коэффициента вносит незначительную поправку, которая заметна на полевой зависимости  $\Omega_0(h)$  (рисунок 33).

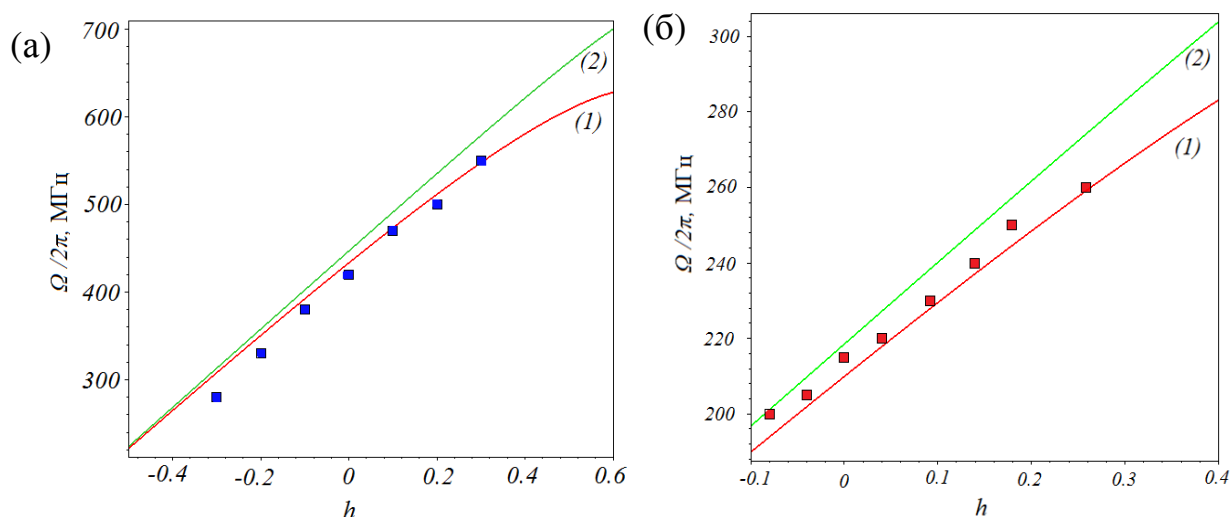


Рисунок 33. Зависимость резонансной частоты  $\Omega/2\pi$  ( $h$ ): (а) для круглого диска из пермаллоя при  $l = 100$  нм,  $R = 500$  нм, результаты микромагнитного моделирования из работы [101] показаны точками, сплошные графики — аналитический расчет с учетом (1) и без учета (2) массы, (б) экспериментальный результат для квадратного элемента из пермаллоя при  $l = 65$  нм, с длиной стороны  $a = 1500$  нм

Хорошо известно, что характер движения магнитного вихря в прямоугольных (квадратных) наноточках принципиально не отличается от гиротропного движения в круглых элементах. Разумно предположить, что выражение (28) будет справедливо в этом случае. Мы считаем, что во внесении поправки в инерционное слагаемое из-за наличия неелевских стенок нет необходимости из-за малых размеров наноточки. Как и в случае круглых объектов, в первую очередь была получена зависимость гиротропной резонансной частоты от величины приложенного перпендикулярного магнитного поля.

### 3.2 Влияние диссипации на движение магнитного вихря.

Проведем аналитическую оценку влияния инерционных свойств вихря на его динамику. Вначале определим зависимость параметра  $D$  от внешнего поля  $\mathbf{H}$  и на основе этого предпринимаем попытку описания низкочастотного режима движения вихря с учетом инерционного множителя и параметра затухания, исследуем форму резонансной кривой массива наноточек в зависимости от величины магнитного поля, включенного перпендикулярно плоскости магнетика.

Далее нас будет интересовать гиротропный режим движения ядра вихря. Исследуем зависимость (23) от приложенного магнитного поля перпендикулярно плоскости диска. Расчеты для  $G(h)$  проведены уже давно и хорошо известны ( см. например [55]). Вследствие цилиндрической симметрии магнетика, выражение (23) разумно переписать в цилиндрической системе координат, где оно принимает простой вид:

$$G = \frac{M_s L}{\gamma} \int_0^R \sin(\vartheta) (\nabla\varphi \times \nabla\vartheta) \rho d\rho d\varphi. \quad (29)$$

Здесь использовались следующие соотношения:  $m_x = \sin(\vartheta) \cos(\varphi)$ ,  $m_y = \sin(\vartheta) \sin(\varphi)$ ,  $m_z = \cos(\vartheta)$ ,  $\varphi$  — азимутальный угол намагниченности. Простое интегрирование дает:

$$G = \frac{2\pi M_s L}{\gamma} \int_0^{\vartheta_0} \sin(\vartheta) d\vartheta = \frac{2\pi M_s L}{\gamma} (1 - h). \quad (30)$$

Здесь  $\cos(\vartheta_0) = h$  — равновесное положение намагниченности вдали от ядра. Поле, включенное перпендикулярно плоскости магнетика, приводит к выходу намагниченности из плоскости.

Аналогичные расчеты проведем для параметра  $D(h)$  с учетом предложенного нами выражения (18). Представим выражение (16) через полярный и азимутальный углы намагниченности:

$$D = -\frac{\alpha M_s L}{\gamma} \int_V \left( \frac{\partial\vartheta}{\partial X_i} \frac{\partial\vartheta}{\partial X_j} + \sin^2(\vartheta) \frac{\partial\varphi}{\partial X_i} \frac{\partial\varphi}{\partial X_j} \right) dX_i dX_j. \quad (31)$$

После перехода в цилиндрические координаты ( $X_i = \rho \cos(\beta)$ ,  $X_j = \rho \sin(\beta)$ ) будем иметь:

$$D = -\frac{\alpha M_s L}{\gamma} \int_0^R \left( \left( \frac{\partial \vartheta}{\partial \rho} \right)^2 - \frac{1}{\rho^2} \sin^2(\vartheta) \right) \rho d\rho. \quad (32)$$

Дальнейший расчет необходимо проводить с учетом конкретной зависимости  $\vartheta(\rho)$ . Для последующего анализа перепишем подынтегральное выражение в (32) через перпендикулярную к плоскости компоненту намагниченности  $m_z$

$$D = -\frac{\alpha M_s L}{\gamma} f(h) \quad (33)$$

здесь  $f(h)$  — безразмерный интеграл — функция внешнего поля  $h$

$$f(h) = \int_0^R \left[ \frac{\rho(m_z)^2}{1-m_z^2} - \frac{1}{\rho} (1 - m_z^2) \right] d\rho. \quad (34)$$

В дальнейшем в выражение (33) необходимо подставить распределение (18). К сожалению, аналитический расчет интеграла (33) затруднителен, поэтому воспользуемся численным расчетом. На рисунке 34 показан результат вычисления  $D(h)$  с учетом нашего профиля вихря (18) в сравнении с численным моделированием из первых принципов, что был проведен авторами работы [101]. На этом рисунке приведены результаты для наноточки из пермаллоя с радиусом 300 нм и толщиной 30 нм.

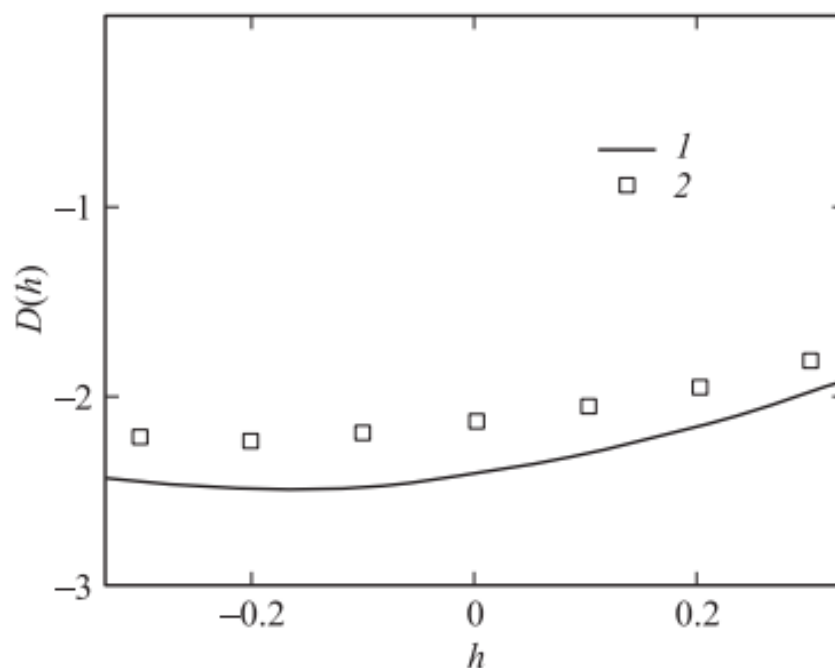


Рисунок 34. Зависимость коэффициента диссипации  $D$  от внешнего магнитного поля  $h$ . 1 — расчет по формуле (33), 2 — результаты моделирования на основе ЛЛГ из работы [101]. По вертикальной оси отложен параметр затухания в единицах  $\times 10^{-11} \text{ erg} \cdot \text{s/cm}^2$ .

Заметим, что при нулевом магнитном поле для магнетика с указанными выше размерами наш расчет по формуле (33) дает следующее значение:  $D = -2,41 \cdot 10^{11} \text{ erg} \cdot \text{s/sm}^2$ . Результаты компьютерного моделирования, представленные авторами [101], дают  $D = -2,14 \cdot 10^{11} \text{ erg} \cdot \text{s/sm}^2$ . Аналитический расчет, проведенный в [100] для распределения намагниченности в ядре в виде  $\text{tg}(\vartheta/2) = r$ , дал следующее значение:  $D = -\alpha\pi M_s L(2 + \ln(R/\delta_0))/\gamma = -2,3 \cdot 10^{11} \text{ erg} \cdot \text{s/sm}^2$ . В целом совпадение удовлетворительное.

По результатам третьей главы можно сделать следующие выводы:

1. Учет инерционного слагаемого в расчетах приводит к увеличению периода гироторопного движения ядра вихря и отклонению от линейной зависимости частоты резонанса от внешнего поля. Учет массы ядра и затухания заметно улучшил согласие теоретических расчетов и эксперимента.

2. Эмпирически полученное выражение для распределения намагниченности в микроточке позволило получить теоретическую зависимость параметра затухания от величины внешнего поля. Эта зависимость удовлетворительно согласуется с результатами компьютерного моделирования других авторов.



## Глава 4

### Взаимодействие магнитных вихрей в массиве nano-, микроточек

#### 4.1 Особенности магнитной структуры квадратных микроточек

Наблюдения с использованием метода порошковых фигур позволили установить, что для квадратных элементов всех изученных размеров существует специфический механизм переключения киральности. Его подробности были выяснены авторами [102] в ходе электронномикроскопических наблюдений. Оптический контраст, отображающий распределение намагниченности в квадратном элементе, возникает благодаря магнитному отклонению электронов при прохождении через него в условиях небольшой дефокусировки изображения. Авторы провели эксперимент по изменению знака киральности одиночной микроточки из пермаллоя с длиной стороны 20 мкм. Опыт заключался в следующем: при однократном приложении и последующем выключении планарного однородного магнитного поля, направленного вдоль диагонали квадрата, киральность изменяется на противоположную. Снимки, сделанные при помощи электронного микроскопа, иллюстрирующие этот процесс, приведены на рисунке 35.

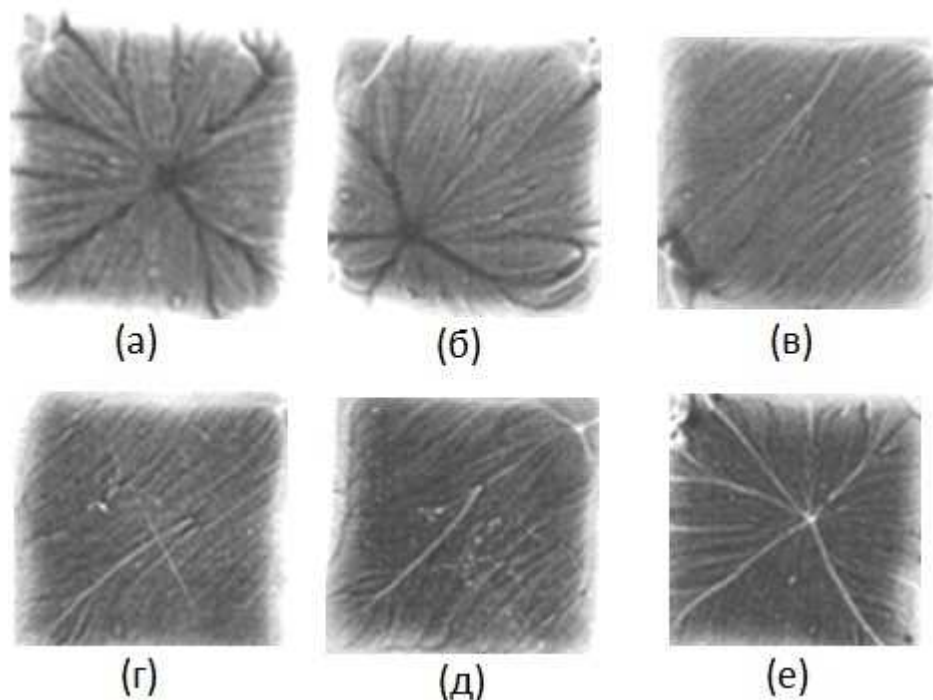


Рисунок 35. Процесс изменения знака киральности квадратной микроточки в магнитном поле, приложенном вдоль диагонали, соединяющей нижний правый и верхний левый углы квадрата [102].

В исходном состоянии (рисунок 35 а) магнитный поток элемента замкнут, киральность – левая, микроточка по отношению к электронному пучку работает как «рассеивающая линза». Изображения на снимках - позитивные; тёмные доменные границы и черная точка в центре свидетельствуют об отклонении электронов к краям элемента. С возрастанием поля (рисунок 35 б, в) центральная точка смещается вдоль диагонали квадрата, перпендикулярной полю, «увлекая» за собой систему неелевских доменных границ, результирующий магнитный момент микроточки увеличивается. При некотором значении поля  $H_p$  элемент визуально кажется однородно намагниченным (рисунок 35 г). После выключения поля восстанавливается структура элемента с замкнутым магнитным потоком, но киральность изменяется на противоположную. О смене знака киральности свидетельствует изменение контраста доменных границ и точки в центре (они становятся светлыми, электроны отклоняются к центру элемента).

Причина изменения знака киральности кроется в особенности равновесной магнитной структуры квадратного элемента, заключающейся в существовании «зародышей» противоположной киральности в углах плёночного квадрата. В поле  $H_p$  остается единственный такой зародыш (рисунок 35 г, правый верхний угол), растущий (рисунок 35 д) при  $H < H_p$ . При  $H = 0$  он разрастается на весь образец, изменяя его исходную киральность на противоположную (рисунок 35 е). В углах вновь видны зародыши обратной киральности. В случае микроточки, процесс переключения которой показан на рисунке 35, поле  $H_p$  составляло около 3 мТл. С уменьшением размеров образца поле  $H_p$  возрастает (в частности для квадратов размером 5 мкм – до 8 мТл).

Можно показать, что энергетически выгодной оказывается ситуация, когда все ядра в углах имеют поляризацию, противоположную центральному ядру. В качестве модели рассмотрим гранецентрированную двумерную квадратную решетку пяти элементарных магнитных моментов. На рисунке 36 показаны возможные сочетания направлений магнитных моментов ядер. Вычислим значения энергии магнитостатического взаимодействия этих конфигураций в дипольном приближении. Это приближение вполне допустимо, так как характерный размер ядер (10 нм) много меньше средних расстояний между ними.

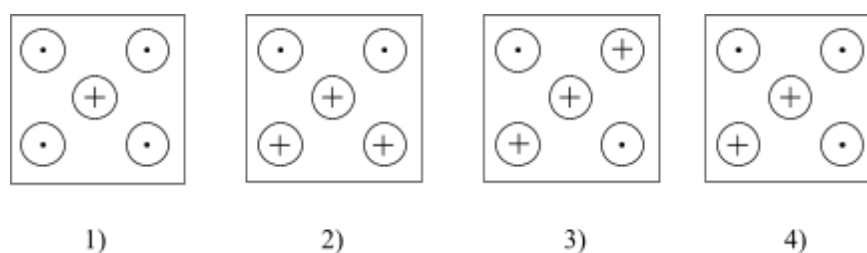


Рисунок 36. Возможные ориентации магнитных моментов ядер в квадратной микроточке

Полная энергия взаимодействия является суммой слагаемых парного взаимодействия (верхние индексы показывают номер ядра):

$$E_f = \sum_i^4 E_r^{(i,i+1)} + \sum_i^4 E_c^{(0,i)} + \sum_i^2 E_d^{(i,i+2)} \quad (35)$$

Здесь  $i$  - номер ядра в угле квадрата,  $E_r$  - энергия взаимодействия соседних ядер, расположенных вдоль стороны квадрата,  $E_d$  - энергия взаимодействия ядер, расположенных вдоль диагонали квадрата,  $E_c$  - энергия взаимодействия ядер, расположенных в углах квадрата с ядром в центре. Сторона квадрата имеет длину  $a$ .

Для случая, показанного на рисунке 7-1, будем иметь:

$$E_r = \frac{\mu_0 M^2}{4\pi a^3}, \quad E_c = \frac{\mu_0 - M^2}{4\pi (a/\sqrt{2})^3}, \quad E_d = \frac{\mu_0 M^2}{4\pi (a\sqrt{2})^3}. \quad (36)$$

Тогда для (35) получим:

$$E_f = \frac{\mu_0 M^2}{4\pi a^3} \left( 4 - 8\sqrt{2} + \frac{1}{\sqrt{2}} \right) \approx -6.607 \frac{\mu_0 M^2}{4\pi a^3}. \quad (37)$$

Для случая 7-2:

$$E_r^{(1,2)} = E_r^{(3,4)} = \frac{\mu_0 M^2}{4\pi a^3}, \quad E_r^{(2,3)} = E_r^{(4,1)} = \frac{\mu_0 - M^2}{4\pi a^3}, \quad E_c^{(0,1)} = E_c^{(0,2)} = \frac{\mu_0 - M^2}{4\pi (a/\sqrt{2})^3},$$

$$E_c^{(0,3)} = E_c^{(0,4)} = \frac{\mu_0 M^2}{4\pi (a/\sqrt{2})^3}, \quad E_d = \frac{\mu_0 - M^2}{4\pi (a\sqrt{2})^3}, \quad E_f = 2E_d \approx -0.707 \frac{\mu_0 M^2}{4\pi a^3}. \quad (38)$$

Для случая 7-3:

$$E_r^{(1,2)} = E_r^{(2,3)} = E_r^{(3,4)} = E_r^{(4,1)} = \frac{\mu_0 - M^2}{4\pi a^3}, \quad E_c^{(0,1)} = E_c^{(0,3)} = \frac{\mu_0 - M^2}{4\pi (a/\sqrt{2})^3}$$

$$E_c^{(0,2)} = E_c^{(0,4)} = \frac{\mu_0 M^2}{4\pi (a/\sqrt{2})^3}, \quad E_d^{(1,3)} = E_d^{(2,4)} = \frac{\mu_0 M^2}{4\pi (a\sqrt{2})^3},$$

$$E_f \approx -3.293 \frac{\mu_0 M^2}{4\pi a^3}. \quad (39)$$

Для случая 7-4:

$$E_r^{(1,2)} = E_r^{(2,3)} = \frac{\mu_0 M^2}{4\pi a^3}, \quad E_r^{(3,4)} = E_r^{(4,1)} = \frac{\mu_0 - M^2}{4\pi a^3}$$

$$E_c^{(0,1)} = E_c^{(0,2)} = E_c^{(0,3)} = \frac{\mu_0 - M^2}{4\pi (a/\sqrt{2})^3}, \quad E_c^{(0,4)} = \frac{\mu_0 M^2}{4\pi (a/\sqrt{2})^3}, \quad E_d^{(1,3)} = -E_d^{(2,4)} = \frac{\mu_0 M^2}{4\pi (a\sqrt{2})^3},$$

$$E_f \approx -5.657 \frac{\mu_0 M^2}{4\pi a^3}. \quad (40)$$

Другие конфигурации заведомо проигрышные. Из формул (38)-(40) видно, что должна реализовываться ситуация с номером 1. Т.е., центральное ядро имеет полярность противоположного знака в сравнении с угловыми.

#### **4.2 О взаимном влиянии квадратных наноточек в массиве**

В процессе переключения киральности магнитный поток микроточки перестаёт быть замкнутым, микроточки могут магнитостатически влиять друг на друга [103]. Цель приведенного ниже расчета – оценить эффект магнитостатического взаимодействия между переключаемым и соседними элементами. Для расчета магнитостатического потенциала и магнитного поля нами используется метод магнитостатических зарядов, который является продуктивным для описания магнетиков, обладающих определенной симметрией.

Положим, что элемент в форме правильного параллелепипеда (рисунок 37) намагничен до насыщения вдоль ребра. Тогда на двух противоположных гранях возникают магнитостатические заряды с плотностью, численно равной  $\pm M_s$  (здесь  $M_s$  - намагниченность насыщения). Размеры квадратной микроточки  $a \times a \times h$ , причём  $h \ll a$ .

Вычислим магнитостатический потенциал, создаваемый "заряженными" гранями в произвольной координате  $(x, y)$ . Для этого разбиваем боковины на элементарные площадки, потенциал от каждой площадки как от точечного объекта. Схема подсчета показана на рисунке 38.

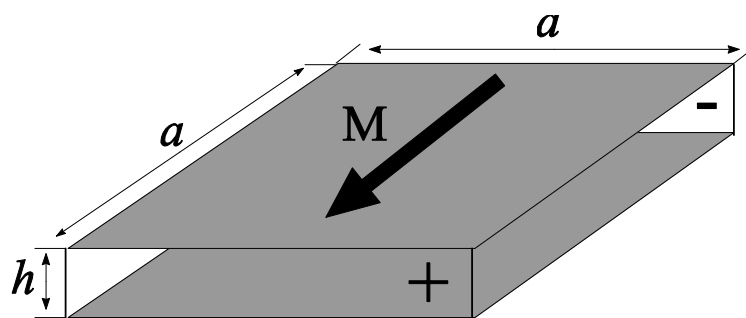


Рисунок 37. Модель намагниченного до насыщения параллелепипеда. Стрелкой показан магнитный момент образца

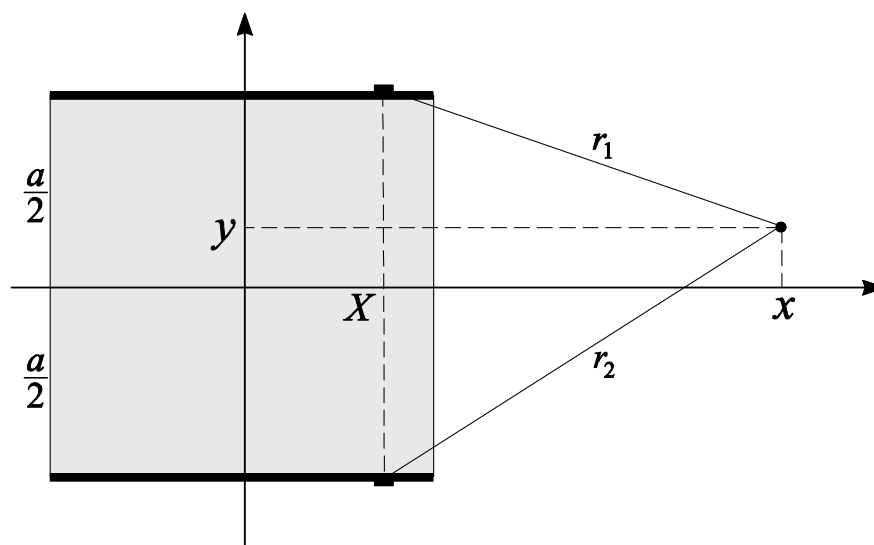


Рисунок 38. Геометрия расчета магнитостатического потенциала в точке с координатами  $(x, y)$ . Вид сверху

Потенциал элементарной площадки в выделенной точке можно записать так:

$$d\phi = \frac{1}{4\pi} \frac{\mu_0 M_s h dX}{\sqrt{(x-X)^2 + (y \pm a/2)^2}}. \quad (41)$$

Потенциал от квадратной микроточки представляется в виде:

$$\phi(x, y) = \frac{\mu_0 M_s h}{4\pi} \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \left[ \frac{1}{\sqrt{(x-X)^2 + (y - a/2)^2}} - \frac{1}{\sqrt{(x-X)^2 + (y + a/2)^2}} \right] dX. \quad (42)$$

В этом выражении координаты  $x, X, y$  являются безразмерными, отнесенными к  $a$ . После интегрирования получим:

$$\phi(x, y) = \frac{\mu_0 M_s h}{4\pi} \ln \left[ \frac{\left( \frac{1}{2} - x + \sqrt{x(x-1) + (y - \frac{1}{2})^2} \right) \left( -\frac{1}{2} - x + \sqrt{x(x-1) + (y + \frac{1}{2})^2} \right)}{\left( -\frac{1}{2} - x + \sqrt{x(x-1) + (y - \frac{1}{2})^2} \right) \left( \frac{1}{2} - x + \sqrt{x(x-1) + (y + \frac{1}{2})^2} \right)} \right] \quad (43)$$

Компоненты напряженности магнитного поля, создаваемого микроточкой, можно вычислить из выражений:

$$\begin{cases} H_x = -\frac{\partial \phi(x, y)}{\partial x}, \\ H_y = -\frac{\partial \phi(x, y)}{\partial y}. \end{cases} \quad (44)$$

Аналитически вычислить (44) с учетом (43) очень громоздко. Но можно подобрать модельную функцию, наилучшим образом совпадающую с численным расчетом. Такие функции удалось подобрать:

$$\begin{cases} H_x = \frac{\mu_0 M_s h}{4\pi} \frac{3xy}{(x^2 + y^2)^{5/2}}, \\ H_y = \frac{\mu_0 M_s h}{4\pi} \frac{2y^2 - x^2}{(x^2 + y^2)^{5/2}}. \end{cases} \quad (45)$$

На рисунке 39, 40 (а, б) отображены результаты наложения модельных функций (45) (показаны точками) на результаты прямого численного расчета (44).

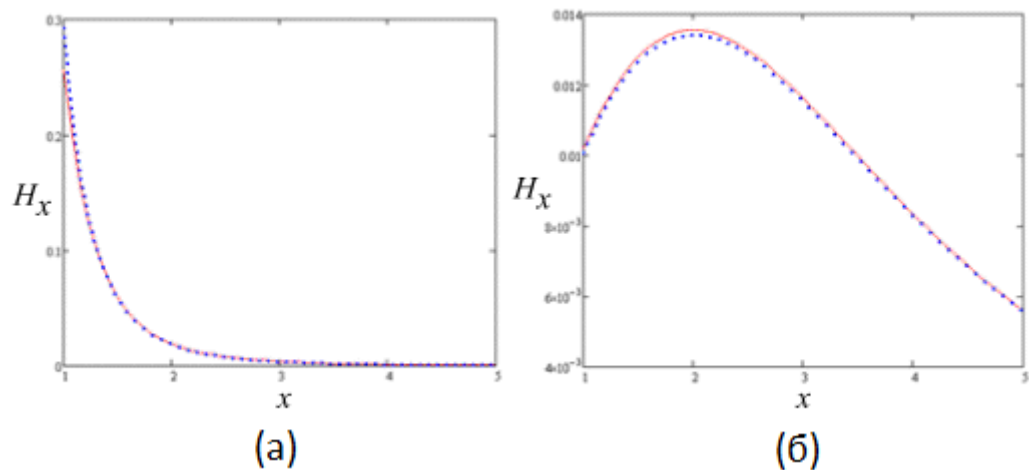


Рисунок 39. Пример сравнения безразмерной части модельной функции  $H_x$  и «честного» расчета (44) от координаты  $x$  при  $y=0.1$  (рисунок а) и при  $y=4.0$  (рисунок б)

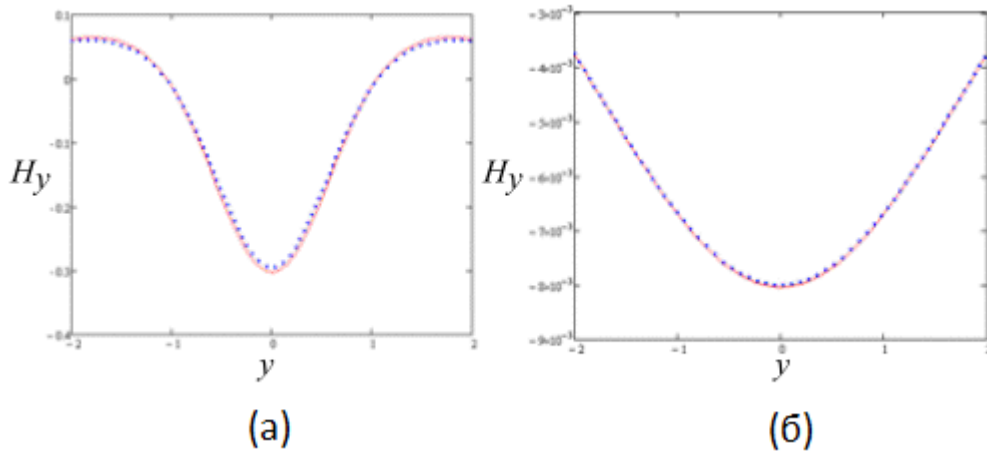


Рисунок 40. Пример сравнение безразмерной части модельной функции  $H_y$  и «честного» расчета (44) от координаты  $y$  при  $x=1.5$  (рисунок а) и при  $x=5.0$  (рисунок б)

Совпадение хорошее, поэтому выражения (45) в дальнейшем используем для подсчета напряженности поля. Для результирующего поля в центре соседнего элемента (в координате  $(b,0)$ ) запишем:

$$H_y = \frac{\mu_0 M_s a^2 h}{4\pi b^3}. \quad (46)$$

В этой формуле все величины уже размерные. Подставляя в нее следующие практически интересные значения:

$$\begin{cases} h = 500 \text{ \AA}, \\ a = 5 \text{ мкм}, \\ b = 1.5a, \\ \mu_0 M_s = 2.1 \text{ Тл}, \end{cases} \quad (47)$$

получаем, что максимальное поле  $H_y$  от одного элемента, намагниченного до насыщения, в центре соседа получилось равным примерно 0.001 Тл (10 Э).

Исходя из этого, можно сделать вывод, что поле, создаваемое в центре микроточки от всех соседних элементов массива, оказывается недостаточным для того, чтобы существенно повлиять на его магнитную структуру. Поэтому при исследовании вихревых структур в статическом состоянии взаимодействием



между элементами массива можно пренебречь. Но как будет показано далее, этого нельзя делать при исследовании динамических характеристик массивов из большого числа наноточек.

#### **4.3 Коллективная динамика магнитных вихрей в массиве взаимодействующих круглых наноточек**

Экспериментальные средства изучения наноточек различных форм и размеров получили большое развитие [16,55]. В этих работах представлены результаты экспериментального исследования магнитных свойств индивидуальных наноточек. Было подтверждено теоретически предсказанное значение частоты гиротропного движения ядра, линейная зависимость этой частоты от включенного перпендикулярно плоскости наноточки магнитного поля, и был исследован механизм динамического перемагничивания наноточки. Но чаще всего в эксперименте исследуются пленки - массивы наноточек, достаточно далеко отстоящих друг от друга. Поэтому, как правило, взаимодействие между магнитными подсистемами элементов массива в расчет не берется. Вместе с тем дальнедействующее магнитостатическое взаимодействие способно влиять если не на статические или квазистатические характеристики намагниченности, то на коллективные моды вращательного движения ядра. Особенно важно иметь представление о характере коллективного движения ядер в массивах, где расстояния между наноточками сравнимы или не намного больше размеров самих элементов. В практически плотно упакованных массивах обнаружено даже более сильное обменное взаимодействие между намагниченностями, обусловленное наличием магнитных "перемычек" между соседними элементами массива [104]. В экспериментах по ФМР наличие взаимодействия привело к обнаружению мультиплетов на частотах, где изолированные наноточки не обнаруживали расщепления.

По-видимому, аналогичный эффект следует ожидать и в случае пусть более слабого, но дальнедействующего магнитостатического взаимодействия. Среди работ, посвященных динамическим характеристикам взаимодействующих наноточек, необходимо отметить [90], где аналитически решена задача о модах колебаний пары соосно расположенных магнитостатически взаимодействующих нанодисков. Также в [105] установлено, что в двумерных массивах поле зарождения вихря осциллирует с увеличением числа нанодисков в массиве до 15 штук, при большем же количестве повышается синхронность образования вихревых состояний и не происходит изменений параметров перемагничивания.

Массив круглых наноточек для наших исследований был сформирован методом взрывной литографии из сплошной пленки, термическим напылением из сплава 80НХС на кремниевой подложке. Размер массива составлял  $(4 \times 4 \text{ мкм}^2)$ . Толщина шаблонной пленки и ее состав определялись методом рентгеноструктурного анализа. Толщина наноточек в получившемся массиве  $L=100$  нм, радиус  $R=1,6$  мкм, расстояние между центрами двух соседних наноточек  $4R$ . Намагниченность насыщения материала была определена на ЭПР-спектрометре ELEXSYS E580 и соответствовала значению 770 G.

Морфология поверхности и магнитный рельеф исследованы на сканирующем зондовом микроскопе "Veeco MultiMode NanoScope IIIa SPM System". На изображениях направление киральности  $q = \pm$  определяется по распределению градиента магнитных сил, действующих на зонд кантилевера (рисунок 41).

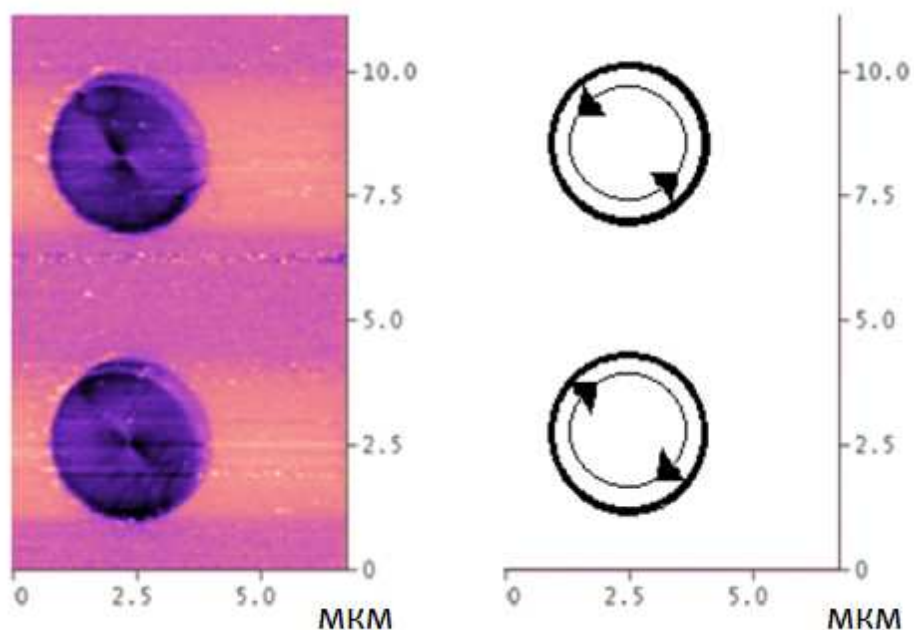


Рисунок 41. MFM Снимок структуры намагниченности круглых наноточек (слева) и соответствующее ей схематическое изображение направления намагниченности (справа)

Знак параметра  $q$  определяется направлением намагниченности вихря: по часовой стрелке или против нее. На рисунке 42 показан снимок массива наноточек после проведения эксперимента на ФМР спектрометре. На изображении видно, что точки имеют как положительную, так и отрицательную киральность.

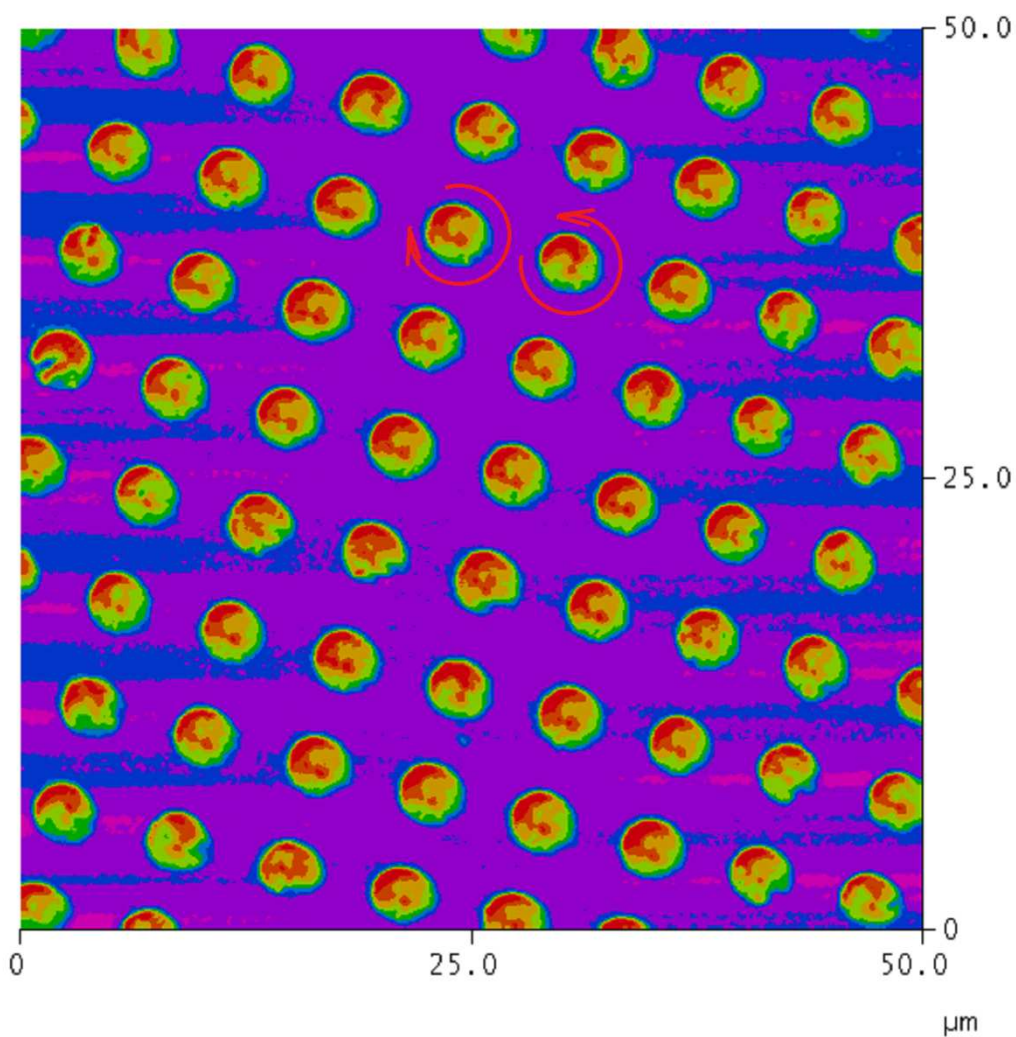


Рисунок 42. MFM изображение массива наноточек. Распределение контраста окраски дисков позволяет судить о различии в направлении киральности  $q$

Магниторезонансные свойства массива нанодисков с расстоянием между краями дисков, равным  $2R$ , исследовались на ФМР-спектрометре методом узкополосного резонанса при частоте 232 МГц. Образец помещался в пучность магнитного поля резонатора, представляющего собой короткозамкнутый четвертьволновой резонатор с шириной центральной полосы 4 мм. Амплитуда переменного магнитного поля, приложенного параллельно плоскости пленки, соответствовала значению  $1 \approx 0\text{e}$ . Постоянное магнитное поле прикладывалось перпендикулярно плоскости волновода (основное поле). Сигнал с образца

усиливался селективным усилителем на частоте модуляции  $\approx 1$  кГц и подавался на синхронный детектор. В эксперименте основное поле включено перпендикулярно к поверхности пленки. Величина этого поля менялась в интервале до 5 кЭ. В результате были получены дифференциальные кривые поглощения образца в зависимости от основного поля, характерный вид которых показан на рисунке 43, 44. Также измерения проводились на частоте 415 МГц для дисков диаметром 3 мкм с расстояниями между краями 2 мкм, 4 мкм, 5 мкм.

Важно отметить, что в рассматриваемом случае (рисунок 43) за возникновение резонансного режима ответственны наноточки, у которых направление полярности противоположно основному полю, так как только тогда на рассматриваемом образце резонанс может наступить при частотах менее 300 МГц [55,62].

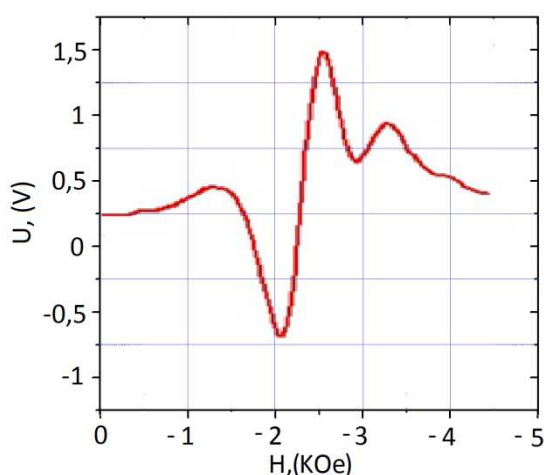


Рисунок 43. Дифференциальные кривые поглощения, полученные в эксперименте по ФМР на массиве наноточек при частоте 232 МГц в случае расстояния между краями дисков 3 мкм

Немонотонность кривых поглощения свидетельствует о наличии наложенных друг на друга резонансных кривых с незначительно отличающимися частотами.

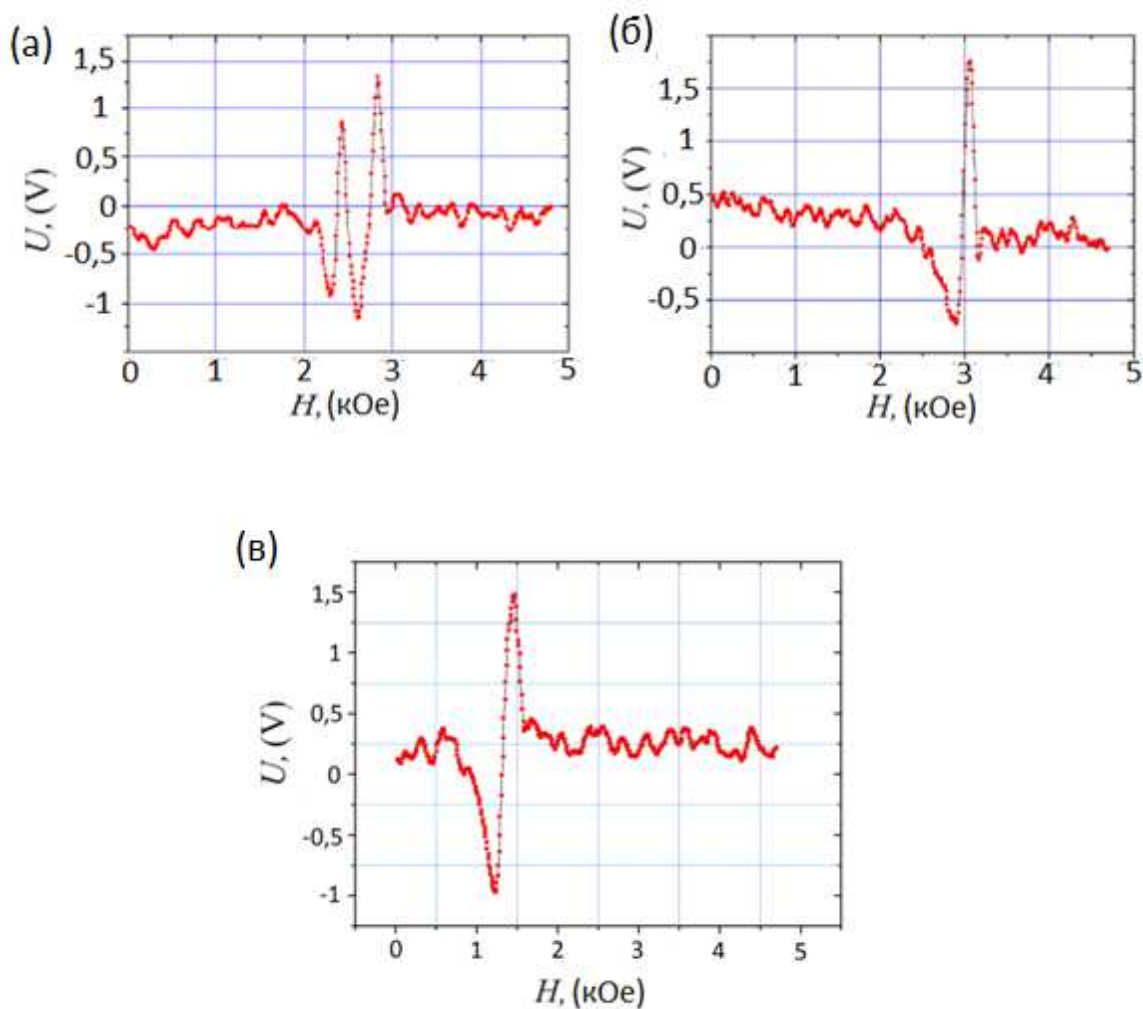


Рисунок 44. Дифференциальные кривые поглощения, полученные в эксперименте по ФМР при частоте 415 МГц на массиве наноточек. В случае расстояния между краями дисков: (а) 2 мкм (б) 4 мкм (в) 5 мкм

Но резонанс обнаружен и в положительном, и в отрицательном диапазонах основного поля. Это означает, что вне зависимости от направления основного поля в пленке обязательно найдутся диски с направлением намагниченности в ядрах, противоположным полю. Кривые поглощения на рисунках 43, 44 имеют вид наложенных друг на друга не менее чем двух кривых с отличающимися шириной поглощения и резонансными частотами. Фактически мы наблюдаем расщепление резонансной частоты гиротропного движения вихрей. Этот эффект мы связываем с наличием пусть и незначительного, но дальнедействующего магнитостатического взаимодействия между нанодисками.

В экспериментах по ФМР наличие взаимодействия привело к обнаружению мультиплетов на частотах, где изолированные наноточки не обнаруживали расщепления. По-видимому, аналогичный эффект следует ожидать и в случае пусть более слабого, но дальнедействующего магнитостатического взаимодействия.

Рассмотрим далее теоретически модельную ситуацию, которая может качественно объяснить причину снятия вырождения резонансной частоты. В реальных пленках - массивах нанодисков количество элементов чрезвычайно велико, и при описании коллективного движения намагниченности следует учитывать влияние каждого диска на каждый. В практически плотно упакованных массивах обнаружено даже более сильное обменное взаимодействие между намагниченностями [106,107], обусловленное наличием магнитных "перемычек" между соседними элементами массива. Это существенно усложняет аналитический расчет коллективных мод. Поэтому в настоящей работе мы предлагаем рассмотрение упрощенной модели двумерного массива. Это массив с чередующимися параметрами магнитного состояния отдельных нанодисков. Несмотря на простоту модели, эта система позволяет понять некоторые важные динамические свойства массивов взаимодействующих частиц.

Рассмотрим 2D-массив наноточек в форме цилиндров круглого сечения, центры которых расположены на одинаковом расстоянии  $d$  друг от друга (рисунок 45).

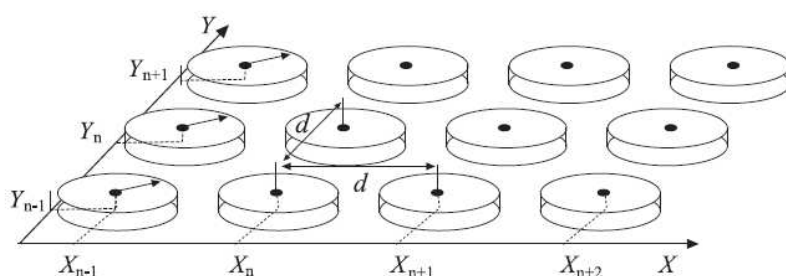


Рисунок 45. Модель цепочки нанодисков

Далее будем рассматривать приближение, в котором при смещении ядра из центра профиль намагниченности вихря практически не меняется (модель жесткого магнитного вихря). В переменных магнитных полях с относительно низкими частотами  $\leq 1 \text{ GHz}$  поведение ядра подобно гиротропному движению квазичастицы. В пренебрежении эффективной массой магнитной подсистемы, гировектором третьего порядка и затуханием поведение ядра подчиняется уравнению движения вида:

$$\mathbf{G} \times \mathbf{v} - \nabla U + \mathbf{F} = 0 \quad (48)$$

$\mathbf{F}$  - сила, действующая на ядро вихря (как на квазичастицу) со стороны соседних нанодисков.

Из (48) видно, что ядро вихря участвует в сложном движении с наличием гирросилы [25,26,28,108,109]. Сила  $\mathbf{F}$  возникает за счет магнитостатического взаимодействия между цилиндрами. Считается, что это взаимодействие чрезвычайно слабо сказывается на динамических характеристиках массива наноточек. С этим можно согласиться в случае большого межточечного расстояния:  $d \gg R$ . В других случаях следует ожидать, что магнитные подсистемы, по крайней мере соседних цилиндров, «чувствуют» друг друга. Рассмотрим механизм магнитостатического взаимодействия на примере двух соседних дисков. На рисунке 46 показано направление магнитного момента  $\mathbf{M}$  при смещении ядра из центра наноточки.



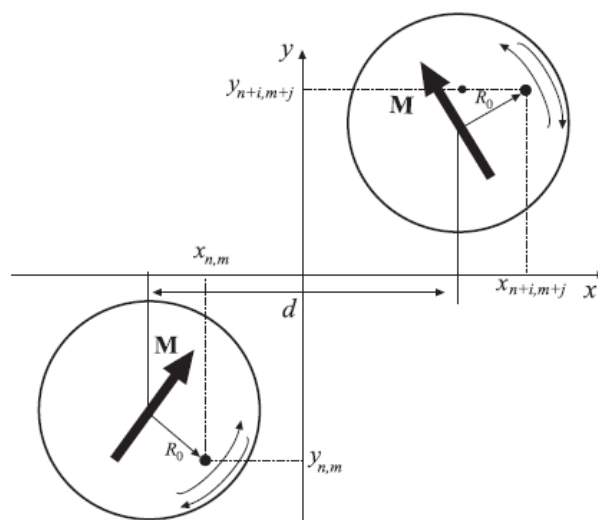


Рисунок 46 . Система координат и схема магнитостатического взаимодействия между дисками. Точкой показано положение ядра вихря, жирной стрелкой - направление магнитного момента. На обоих дисках выбрано направление намагниченности по часовой стрелке. Тонкими стрелками у края дисков показаны возможные направления движения ядра

В работе [110] показано, что конфигурация магнитного поля за пределами наноточки подобна конфигурации поля от магнитного диполя. Это позволяет в дальнейшем пользоваться дипольным приближением для оценки энергии взаимодействия между цилиндрами. Сразу следует заметить, что величина этого момента определяется величиной смещения ядра от равновесного положения, которая в свою очередь зависит не только от величины приложенного поля вдоль плоскости цилиндра, но и от частоты его изменения. Действительно, в случае резонансного движения радиус траектории вихря достаточно велик (сравним с радиусом самого цилиндра) даже при малых амплитудах поля. Т.е., в общем случае  $|\mathbf{M}| = M(h, \omega_h)$ , где  $h = H/H_s$  - безразмерная амплитуда магнитного поля (отнесенная к полю насыщения),  $\omega_h$  - циклическая частота изменения магнитного поля. Заметим, что вклад в дипольный момент диска со стороны самого ядра не велик по причине его малого объема, поэтому в настоящей работе данным фактором пренебрежем. В противоположность этому при больших диаметрах

дисков модель "жесткого" вихря может оказаться несостоятельной. В таком случае на боковой поверхности дисков практически не индуцируются магнитные заряды, и доля вклада магнитных моментов ядер в энергию взаимодействия между дисками может стать существенной. Обстоятельный аналитический расчет коллективных мод в модели, где взаимодействуют намагниченности только одинаково ориентированных ядер, проведен в [88].

В приближении параболической потенциальной ямы  $U$  для возвращающей силы, действующей на ядро вихря можно записать:  $\nabla U = k\mathbf{r}$ , где  $k$  - так называемая эффективная жесткость магнитной подсистемы. В этом случае уравнение (48) принимает вид:

$$\mathbf{G} \times \mathbf{v} - k\mathbf{r} + \mathbf{F} = 0 \quad (49)$$

В проекциях на систему координат уравнение для  $n$ -го диска выглядит так:

$$\begin{aligned} -G\dot{y}_n - kx_n + F_{xn} &= 0, \\ G\dot{x}_n - ky_n + F_{yn} &= 0. \end{aligned} \quad (50)$$

Здесь точка над переменной означает производную по времени.

Проведем оценку силы  $\mathbf{F}$ . В дипольном приближении энергию магнитостатического взаимодействия дисков, отстоящих друг от друга на  $i$  периодов по оси  $x$  и  $j$  периодов по оси  $y$ , можно представить в виде:

$W_{n,m,i,j} = (\mathbf{M}_{n,m}\mathbf{M}_{n+i,n+j} - 3(\mathbf{M}_{n,m}\mathbf{r}_{i,j})(\mathbf{M}_{n+i,m+j}\mathbf{r}_{i,j})/(i^2 + j^2)d^2)/(i^2 + j^2)^{3/2}d^3$   
 Перепишем эту энергию как функцию координат ядра вихря. В результате получим:

$$\begin{aligned} W_{n,m,i,j} = \frac{\mu_0 q_{n,m}q_{n+i,m+j}M^2}{4\pi d^3R_0^2} &\left( \frac{y_{n,m}y_{n+i,j+1} + x_{n,m}x_{n+i,m+j}}{(i^2 + j^2)^{3/2}} - \frac{3}{(i^2 + j^2)^{5/2}} (-y_{n,m}i + \right. \\ &\left. x_{n,m}j)(-y_{n+i,m+j}i + x_{n+i,m+j}j) \right). \end{aligned} \quad (51)$$

Здесь под  $R_0$  понимаем среднеквадратичный радиус траектории ядра вихря. Углы  $\varphi$  отсчитываются от оси  $x$ . Важно заметить, что от сочетания знаков киральности  $q$  и полярности  $p$  зависит направление эффективного магнитного момента диска при смещении ядра, а следовательно, и знак вклада магнитостатической энергии как функции координаты ядра. С учетом (51) для эффективной силы, действующей на ядро в диске с координатами  $n=0, m=0$ , со стороны остальных дисков системы, будем иметь:

$$F_x = -\frac{\partial}{\partial x} \sum_{i,j} W_{i,j} = -\frac{\mu_0 q M^2}{4\pi d^3 R_0^2} \sum_{i,j} \left( q_{i,j} x_{i,j} \frac{i^2 - 2j^2}{(i^2 + j^2)^{3/2}} + q_{i,j} y_{i,j} \frac{3ij}{(i^2 + j^2)^{5/2}} \right) \quad (52)$$

$$F_y = -\frac{\partial}{\partial y} \sum_{i,j} W_{i,j} = -\frac{\mu_0 q M^2}{4\pi d^3 R_0^2} \sum_{i,j} \left( q_{i,j} y_{i,j} \frac{i^2 - 2j^2}{(i^2 + j^2)^{3/2}} + q_{i,j} x_{i,j} \frac{3ij}{(i^2 + j^2)^{5/2}} \right) \quad (53)$$

Решения для системы (50) с учетом (52) и (53) будем искать в виде

$$\begin{aligned} x_{n,m} &= a_{n,m} \cos(k_x X_{n,m} + k_y Y_{n,m} - q_{n,m} p_{n,m} \omega t), \\ y_{n,m} &= b_{n,m} \sin(k_x X_{n,m} + k_y Y_{n,m} - q_{n,m} p_{n,m} \omega t). \end{aligned} \quad (54)$$

Здесь параметр  $p_{n,m} = \pm 1$ ,  $q_{n,m} = \pm 1$  - киральность и полярность вихря с номером  $(n,m)$ ,  $X_{n,m}$ ,  $Y_{n,m}$  - координаты центра наноточки,  $k_x, k_y$  - проекции волнового числа на оси координат. Произведение  $q_{n,m} p_{n,m}$  определяет направления прецессии ядра (по часовой стрелке или против). Рассмотрим далее следующий случай, когда в одном массиве существуют диски только с двумя возможными реализациями  $((p, q)$  или  $(q', p')$ ) и распределены они в «шахматном» порядке (рисунок 47). Несмотря на некоторую искусственность выбранной модели, она позволяет качественно объяснить явление снятия вырождения резонансной частоты.

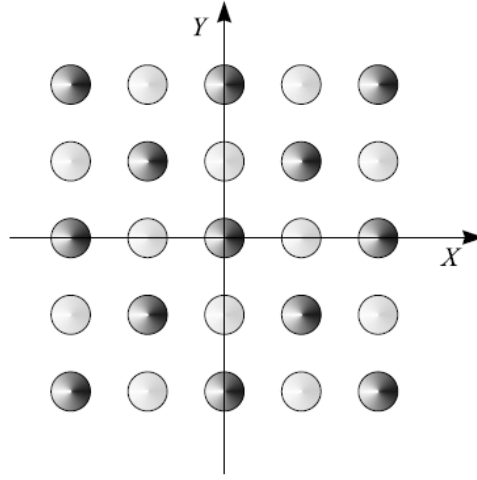


Рисунок 47. Расположение дисков двух сортов в двумерном массиве

После подстановки пробных решений в уравнения (50) для дисков двух разных сортов получим:

$$Gb\omega qp \cos(\varphi) - (\kappa + \varepsilon S_0^{(1)}) a \cos(\varphi) - \varepsilon q q' a' S_e^{(1)} \cos(\varphi') - \varepsilon b S_0^{(3)} \sin(\varphi) - \varepsilon q q' b' S_e^{(3)} \sin(\varphi') = 0,$$

$$Ga\omega qp \sin(\varphi) - (\kappa + \varepsilon S_0^{(2)}) b \sin(\varphi) - \varepsilon q q' b' S_e^{(2)} \sin(\varphi') - \varepsilon a S_0^{(3)} \cos(\varphi) - \varepsilon q q' a' S_e^{(3)} \cos(\varphi') = 0,$$

$$Gb'\omega q'p' \cos(\varphi') - (\kappa + \varepsilon S_0^{(1)}) a' \cos(\varphi') - \varepsilon q q' a S_e^{(1)} \cos(\varphi) - \varepsilon b' S_0^{(3)} \sin(\varphi') - \varepsilon q q' b S_e^{(3)} \sin(\varphi) = 0,$$

$$Ga'\omega q'p' \sin(\varphi') - (\kappa + \varepsilon S_0^{(2)}) b' \sin(\varphi') - \varepsilon q q' b S_e^{(2)} \sin(\varphi) - \varepsilon a' S_0^{(3)} \cos(\varphi') - \varepsilon q q' a S_e^{(3)} \cos(\varphi) = 0, \quad (55)$$

Здесь введены обозначения:

$$\begin{aligned}
S_e^{(1)} &= S_e^{(1)}(k_x, k_y) = \sum_{i+j=1,3,5\dots} \left( \frac{i^2-2j^2}{(i^2+j^2)^{5/2}} \cos(k_x di) \cos(k_y di) \right), \\
S_o^{(1)} &= S_o^{(1)}(k_x, k_y) = \sum_{i+j=2,4,6\dots} \left( \frac{i^2-2j^2}{(i^2+j^2)^{5/2}} \cos(k_x di) \cos(k_y di) \right), \\
S_e^{(2)} &= S_e^{(2)}(k_x, k_y) = \sum_{i+j=1,3,5\dots} \left( \frac{i^2-2j^2}{(i^2+j^2)^{5/2}} \cos(k_x di) \cos(k_y di) \right), \\
S_o^{(2)} &= S_o^{(2)}(k_x, k_y) = \sum_{i+j=2,4,6\dots} \left( \frac{i^2-2j^2}{(i^2+j^2)^{5/2}} \cos(k_x di) \cos(k_y di) \right), \\
S_e^{(3)} &= S_e^{(3)}(k_x, k_y) = \sum_{i+j=1,3,5\dots} \left( \frac{3ij}{(i^2+j^2)^{5/2}} \cos(k_x di) \cos(k_y di) \right), \\
S_o^{(3)} &= S_o^{(3)}(k_x, k_y) = \sum_{i+j=2,4,6\dots} \left( \frac{3ij}{(i^2+j^2)^{5/2}} \cos(k_x di) \cos(k_y di) \right),
\end{aligned} \tag{56}$$

$$\varepsilon = \frac{\mu_0 M^2}{\pi R_0^2 d^3}$$

$$\varphi = k_x x_{n,m} + k_y y_{n,m} - q p \omega t$$

$$\varphi' = k_x x_{n,m} + k_y y_{n,m} - q' p' \omega t$$

Вычлняя в системе уравнений (55) при соответствующих гармониках, и с учетом обозначений (56) получим:

$$\begin{aligned}
Gb\omega pq - \left( \kappa + \varepsilon S_o^{(1)} \right) a - \varepsilon q q' a' S_e^{(1)} &= 0, \\
Ga\omega pq - \left( \kappa + \varepsilon S_o^{(2)} \right) b - \varepsilon p p' b' S_e^{(2)} &= 0, \\
Gb' \omega p' q' - \left( \kappa + \varepsilon S_o^{(1)} \right) a' - \varepsilon q q' a S_e^{(1)} &= 0,
\end{aligned} \tag{57}$$

$$Ga'\omega p'q' - (\kappa + \varepsilon S_0^{(2)})b' - \varepsilon p p' b S_e^{(2)} = 0.$$

Параметры  $G, G'$  и  $\kappa$  имеют вид [25,55]

$$\begin{aligned} G &= qp \frac{2\pi M_s L}{\gamma} (1 - ph), \\ G' &= q'p' \frac{2\pi M_s L}{\gamma} (1 - p'h), \\ \kappa &= \frac{40}{9} \frac{\pi M_s^2 L^2}{R} (1 - h^2). \end{aligned} \quad (58)$$

Здесь  $L$  - толщина нанодиска,  $\gamma$  - гиромагнитное соотношение, безразмерное поле  $h$  включено перпендикулярно плоскости дисков. После приравнивания к нулю определителя матрицы, построенной из (57) на коэффициентах при параметрах  $(a, b, a', b')$ , было получено биквадратное уравнение относительно неизвестной  $\omega$ . Решение для мод резонансных движений имеет вид:

$$\omega^2 = -\frac{B}{2A} \pm \sqrt{\left(\frac{B}{2A}\right)^2 - \frac{C}{A}} \quad (59)$$

где

$$\begin{aligned} A &= G^2 G'^2 \\ B &= (G^2 + G'^2)(\kappa + \varepsilon S_0^{(1)})(\kappa + \varepsilon S_0^{(2)}) + 2GG'\varepsilon^2 S_e^{(1)} S_e^{(2)} \\ C &= \left((\kappa + \varepsilon S_0^{(1)})^2 - \varepsilon^2 S_e^{(1)2}\right) \left((\kappa + \varepsilon S_0^{(2)})^2 - \varepsilon^2 S_e^{(2)2}\right) \end{aligned} \quad (60)$$

В зависимости от сочетания параметров  $q, q', p$  и  $p'$  реализуются четыре сценария коллективных вращений ядер с соответствующими дисперсионными законами (59). Наличие мультиплета в нулевом внешнем поле было предсказано в [47] и частично подтверждено в эксперименте [111], хотя в этих работах рассматривалась система лишь из двух или четырех взаимодействующих дисков.

Заметим, что в массивах из большого количества дисков возможны не только чередования  $p$  и  $q$ . Действительно, могут быть реализованы более сложные варианты с несколькими подряд расположенными дисками (островки) с одинаковыми  $p$  и/или  $q$  или любые другие сочетания. Но только рассматриваемое нами распределение параметров  $(p, q)$  приводит к максимальному расщеплению резонансной частоты. Следует заметить, что в исследуемых пленках мы не наблюдали строгого чередования  $(p, q)$ . Диски с одинаковыми полярностями и киральностями образовывали островки из нескольких частиц. Но в этом случае величина расщепления частот незначительно отличается от нашей оценки (59).

Вблизи резонансного состояния, согласно выражению (59), должны наблюдаться близко расположенные пики поглощения, которые на кривых рисунка 43, 44 совмещаются, в результате на графиках образуются немонотонности и перегибы. Расчетное значение максимальной величины расщепления из формулы (59) в длинноволновом пределе составляет порядок  $\Delta h \approx 0.1$ . Это дает удовлетворительное согласие с экспериментальными данными из рисунка 44. Предположим, что поглощаемая мощность определяется характерной резонансной формулой:

$$P(\omega, h) \sim \frac{\rho_i \omega \Gamma(h)}{(\omega^2 - \omega_i(h))^2 + 4\omega^2 \Gamma(h)^2}. \quad (61)$$

Здесь  $\Gamma(h) = \kappa D / (G^2 + D^2)$ ,  $\rho_i$ -подгоночный параметр, определяемый долей элементов с соответствующим сочетанием  $pq$  от общего числа элементов в массиве. Считая, что полная поглощаемая мощность при фиксированной частоте экспериментальной установки является суммой слагаемых с различными  $\omega_i(h)$ , соответствующими разным сочетаниям полярности и киральности.

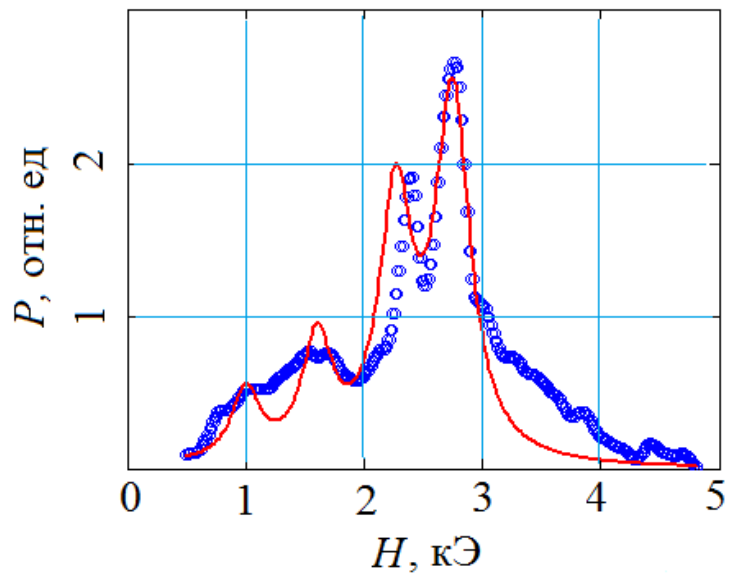


Рисунок 48. Интегральная резонансная кривая для массива круглых наноточек, полученная по результатам, представленным на рисунке 44(а). Экспериментальные результаты показаны пунктиром, а теоретические - сплошной линией

На рисунке 48 показаны в сравнении интегральная кривая поглощения, полученная из результатов эксперимента (рисунок 44 а), в сравнении с теоретической кривой, полученной с помощью выражения (22) в длинноволновом пределе ( $k_x, k_y \rightarrow 0$ ). Несовпадение мы объясняем тем, что в реальном исследуемом массиве реализуются всевозможные чередования дисков с разными полярностями и киральностями, а не только простые «шахматные».

#### 4.4 Влияние постоянного планарного поля на частоту гиротропного движения магнитного вихря

Магниторезонансные свойства массивов круглых и квадратных элементов при наличии планарной составляющей постоянного магнитного поля исследовались методом узкополосного ферромагнитного резонанса на частоте 346



МГц. Схема опыта представлена на рисунке 49. Для этого короткозамкнутый четвертьволновой резонатор с образцом (1) помещался между полюсами электромагнита (2), создающего постоянное магнитное поле. На резонаторе была закреплена планка с зеркальцем (3) параллельно плоскости образца. На зеркальце направлялся луч от лазера (4). Смещение луча  $\Delta x$  регистрировалось на экране (5). Поворот резонатора осуществлялся на угол  $\alpha$  до  $1,3^\circ$  по отношению к постоянному полю. Плоскостная составляющая определялась как  $H_{\parallel} = H_{\perp} \frac{\Delta x}{2L}$ .

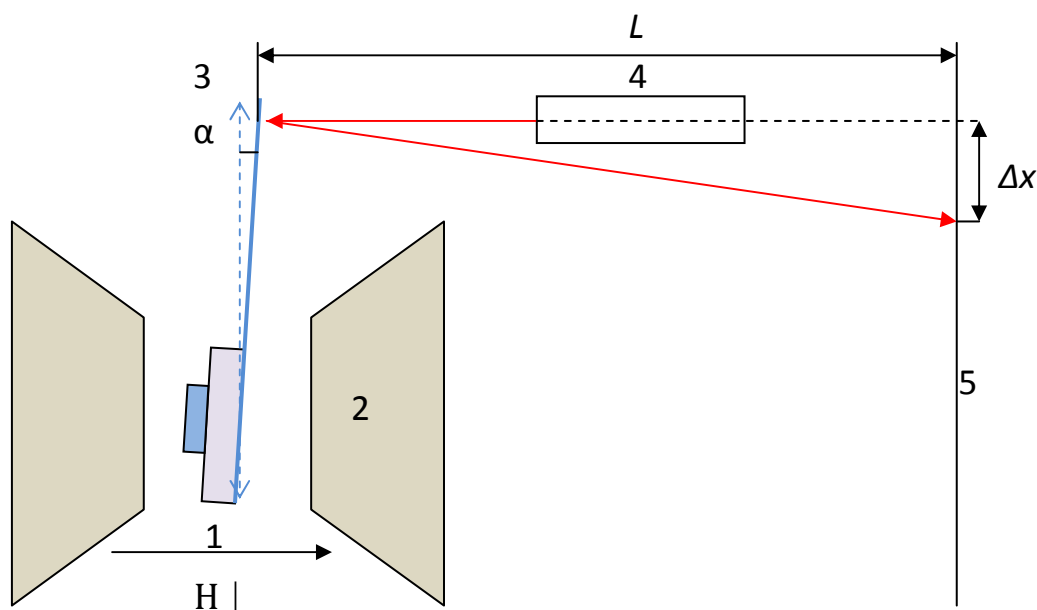


Рисунок 49. Схема опыта по изучению магниторезонансных свойств массивов круглых и квадратных элементов при наличии планарной составляющей постоянного магнитного поля

Амплитуда высокочастотного поля, приложенного параллельно плоскости пленки, соответствовала значению  $1 \approx 0e$ . Постоянное поле прикладывалось перпендикулярно плоскости волновода (основное поле). Сигнал с образца усиливался селективным усилителем на частоте модуляции  $\approx 1$  kHz и подавался на синхронный детектор. В эксперименте основное поле было включено перпендикулярно поверхности пленки. Величина этого поля менялась до 7 kOe. В результате были получены зависимости плоскостной составляющей от величины

основного поля для образцов круглой и квадратной формы диаметром 3 мкм с расстоянием между краями элементов равному диаметру, которые показаны на рисунке 50 (а). Также на установке NanoMOKE были получены петли гистерезиса соответствующие квадратным (рисунок 50 (б)) и круглым (рисунок 50 (в)) образцам. Петли были получены перемагничиванием в плоскости наноточек на частоте 10 Гц, амплитуда приложенного поля 400 Э. Из анализа петель гистерезиса можно заключить, что поле аннигиляции вихря для данных образцов  $> 100$  Ое. Поскольку в эксперименте по изучению магниторезонансных свойств массивов круглых и квадратных элементов при наличии планарной составляющей постоянного магнитного поля его величина не превышала 100 Э, аннигиляция вихря не происходила, поэтому за резонанс ответственна гироторопная мода.

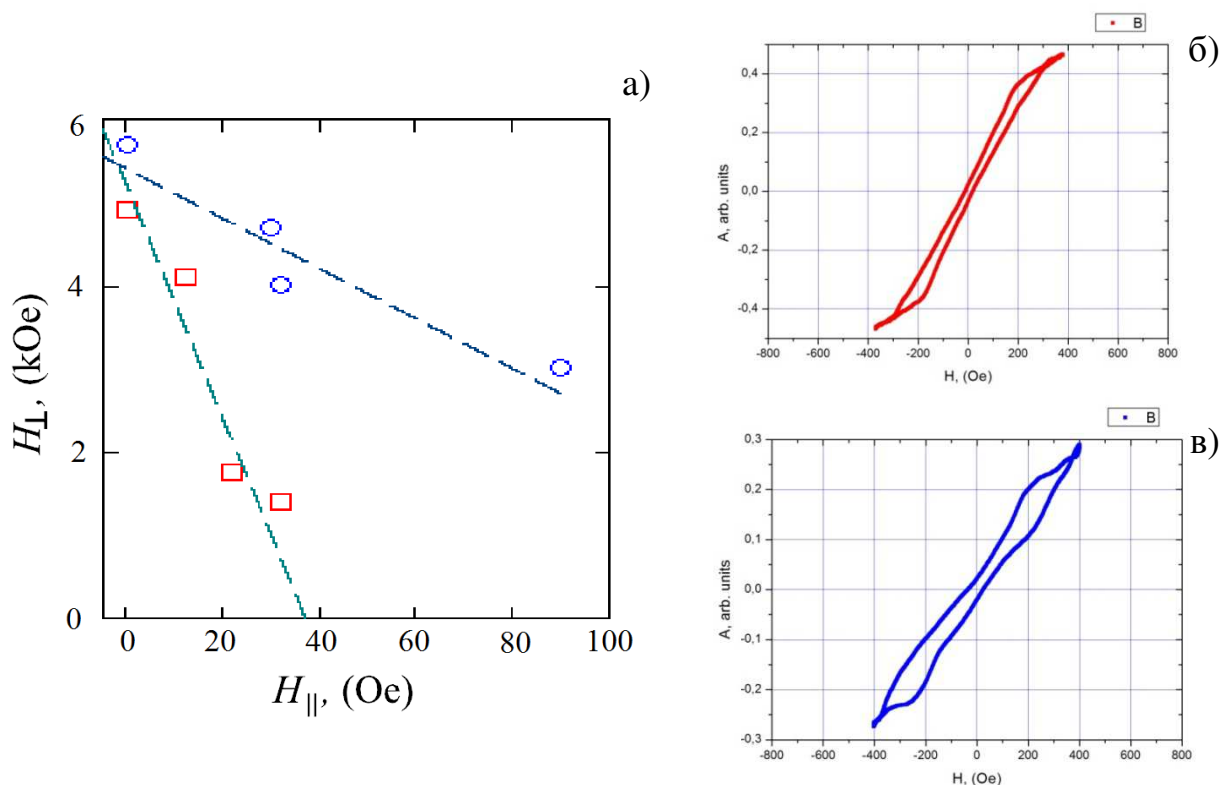


Рисунок 50. Экспериментально полученные графики зависимости поля резонанса от плоскостной составляющей магнитного поля (а), приложенного в плоскости образца, где круглые точки соответствуют круглым нанодискам, а квадратные – квадратным. Соответствующие образцам петли гистерезиса для квадратных (б) и круглых (в) элементов массива при перемагничивании в плоскости нанодисков.

Разберем вопрос о профиле потенциальной ямы, в которой находится ядро магнитного вихря, в зависимости от геометрической формы наноточки. Далее проведем рассмотрение наноточек круглой и квадратной формы в модели "жесткого" вихря. Т.е., будем считать, что при незначительном смещении ядра из центра наноточки профиль магнитного вихря практически не меняется.

### **Наноточка круглой формы**

Рассмотрим упрощенную модель смещения жесткого магнитного вихря из равновесного состояния. При определенных соотношениях размера ядра вихря и радиуса наноточки это допустимо для небольших смещений. В такой модели будем считать, что профиль магнитного вихря не меняется при смещении ядра из центра нанодиска. В этом случае на боковой поверхности диска возникают магнитостатические заряды, взаимодействующие между собой. Появляется дополнительная энергия (потенциальная) и квазиупругая возвращающая сила, действующая на ядро вихря. Приближение жесткого распределения намагниченности позволяет относительно просто вычислить распределение поверхностных зарядов на боковой поверхности диска. Возникновение магнитостатических зарядов схематично показано на рисунке 51. При жестком смещении намагниченности на боку диска возникает перпендикулярная к поверхности составляющая намагниченности, которая численно равна поверхностной плотности заряда:

$$\sigma(\beta) = M_p(R, \beta) \quad (62)$$

Для определения прироста энергии вычислим функцию распределения поверхностных зарядов, возникающих при смещении ядра вихря на расстояние  $x$ . Поясняющий чертеж показан на рисунке 52. Из рисунка видно, что угол между проекцией намагниченности на плоскость диска и осью  $\rho$  есть:  $\gamma = -\alpha + \pi/2$ . После применения теоремы синусов для плотности (62) получим:

$$\sigma(\beta) = M_s \cos(\gamma) = M_s \sin(\alpha) = M_s \frac{\chi \sin(\beta)}{\sqrt{\chi^2 + R^2 - 2\chi R \cos(\beta)}} \quad (63)$$

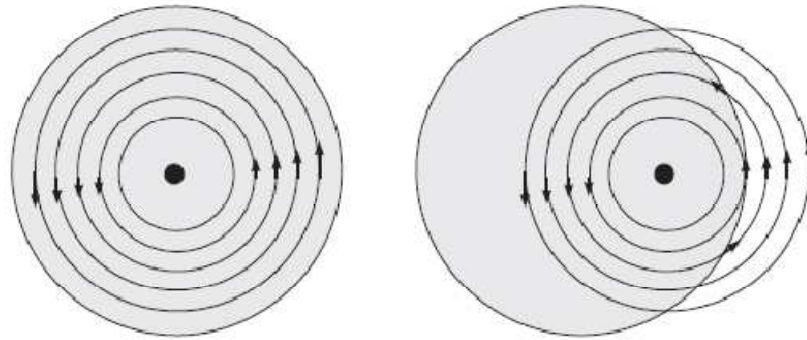


Рисунок 51. Механизм возникновения поверхностных зарядов при смещении ядра вихря из центра диска

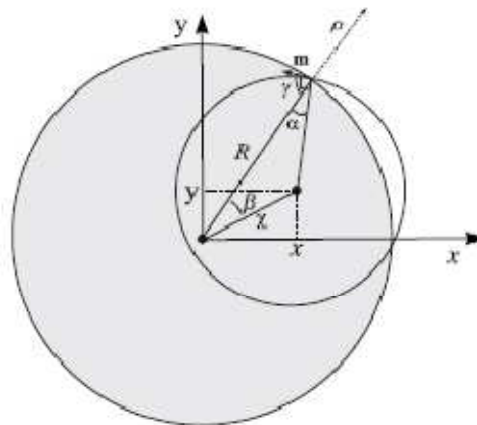


Рисунок 52. Рисунок, поясняющий процедуру определения проекции  $M_p$

Запишем явный вид энергии взаимодействия поверхностных зарядов. Проводим разбиение боковой поверхности на малые площадки. Тогда для энергии парного взаимодействия площадок можем записать:

$$dW_c = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\sigma(\beta)\sigma(\beta')}{\sqrt{2R^2(1-\cos(\beta-\beta'))}} h^2 R^2 d\beta d\beta' \quad (64)$$

Здесь  $h$ -толщина диска, полная энергия  $W_1$  есть:

$$W_c = \frac{\mu_0 h^2 R}{4\pi} \iint_0^\pi \frac{\sigma(\beta)\sigma(\beta')}{\sin\left(\frac{\beta+\beta'}{2}\right)} d\beta d\beta' \quad (65)$$

С учетом (63) для энергии (65) будем иметь:

$$W_c = \frac{\mu_0 M_s^2 h^2 R}{8\pi} \chi^2 \iint_0^\pi \frac{\sin(\beta)\sin(\beta')}{\sin\left(\frac{\beta+\beta'}{2}\right)\sqrt{(\chi^2+R^2-2\chi\cos(\beta))(\chi^2+R^2-2\chi\cos(\beta'))}} d\beta d\beta' \quad (66)$$

Или по другому:

$$W_c = \frac{\mu_0 M_s^2 h^2 R}{8\pi} I(\xi) \quad (67)$$

Функция  $I(\xi)$  - безразмерный интегральный множитель, зависящий от величины смещения ядра вихря из положения равновесия,  $\xi = \chi/R$ . Результаты численного интегрирования показаны на рисунке 53.

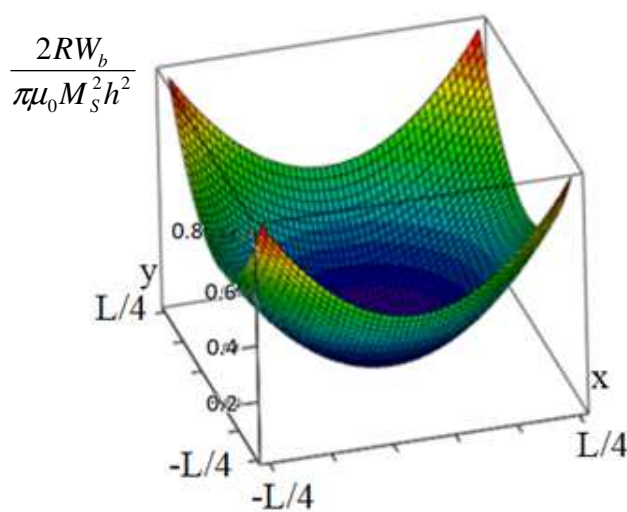


Рисунок 53. Численный расчет интеграла  $I(\xi)$  из (67).

С хорошей точностью потенциальную энергию в круглом элементе, связанную со смещением вихря, можно записать в виде:

$$W_b = \frac{\mu_0 M_S^2 h^2}{4\pi R} (x^2 + y^2) \quad (68)$$

Ранее подобный результат был получен и для случая больших  $\chi$  сравнимых с  $R$ . Удвоенное значение коэффициента перед размерным множителем  $(x^2 + y^2)$  можно считать коэффициентом квазиупругой силы, испытываемой вихрем при смещении его из центра диска:  $\kappa = \frac{\mu_0 M_S^2 h^2}{2\pi R}$

При наличии постоянной составляющей силы в плоскости магнетика ядро вихря смещается из центра и оказывается в области потенциала с меньшим значением коэффициента квазижесткости. Траектория движения ядра вихря в таком случае показана на рисунке 54. Это следует из выражения (68).

Видно, что период обращения ядра при увеличении плоскостной составляющей увеличивается незначительно.

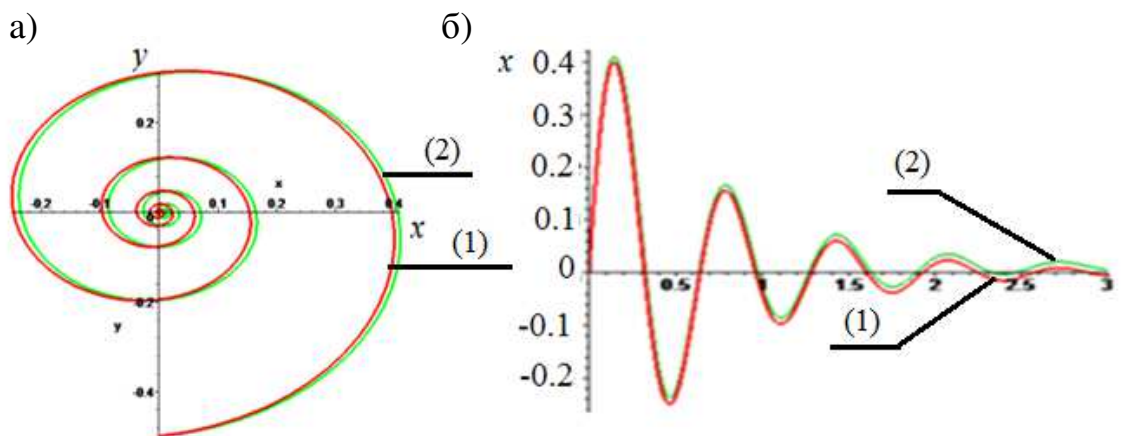


Рисунок 54. Характерная траектория ядра магнитного вихря (а) и зависимость координаты ядра от времени (б) в круглой наноточке. При

отсутствии плоскостного поля кривая (1), при наличии плоскостного поля кривая (2)

### Наноточка квадратной формы

Рассмотрим далее изменение потенциальной энергии магнитостатического происхождения при смещении ядра вихря из центра наноточки квадратной формы (рисунок 55).

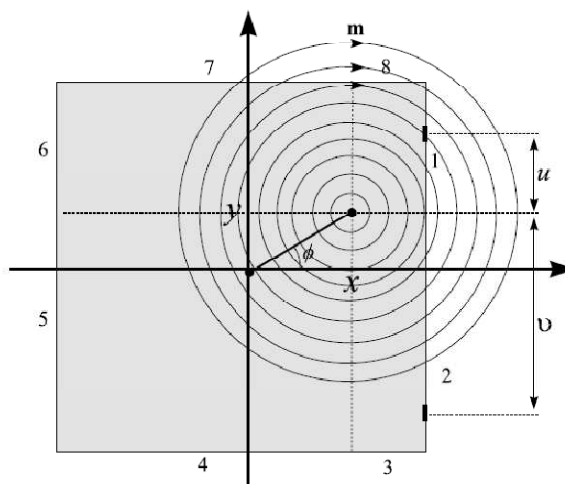


Рисунок 55. Конфигурация намагниченности смещенного «жесткого» вихря в квадратной наноточке.

При смещении ядра вихря на боковой поверхности возникают заряды, которые взаимодействуют между собой. Из рисунка 55 видно, что можно выделить восемь знакопеременных по заряду областей. Вычислим энергию их парного взаимодействия.

Рассмотрим подробно взаимодействие областей 1-2. Очевидно, что:

$$\sigma = M_s \sin(\varphi) = M_s \frac{u}{\sqrt{\left(\frac{L}{2}-x\right)^2 + u^2}} \quad (69)$$

Здесь  $L$  - длина стороны квадрата. Тогда для энергии взаимодействия выделенных маленьких площадок можно записать:

$$dE_{12} = \frac{\mu_0 M_s^2 h^2}{4\pi} \frac{uvdudv}{(u-v)\sqrt{\left(\left(\frac{L}{2}-x\right)^2 + u^2\right)\left(\left(\frac{L}{2}-x\right)^2 + v^2\right)}} \quad (70)$$

Или для энергии взаимодействия целых областей на одной грани:

$$E_{12} = \frac{\mu_0 M_s^2 h^2}{4\pi} \int_{-\frac{L}{2}+y}^{\frac{L}{2}-y} \int_u^{\frac{L}{2}-y} \frac{uvdudv}{(u-v)\sqrt{\left(\left(\frac{L}{2}-x\right)^2 + u^2\right)\left(\left(\frac{L}{2}-x\right)^2 + v^2\right)}} \quad (71)$$

Аналогично получаем выражения для энергии остальных трех граней  $E_{34}$ ,  $E_{56}$ ,  $E_{78}$ . Кроме этого необходимо провести вычисление энергии взаимодействия областей на разных гранях. Например, для парной энергии соседних граней 12-78 можно записать:

$$E_{12-78} = \frac{\mu_0 M_s^2 h^2}{4\pi} \int_{-\frac{L}{2}+x}^{\frac{L}{2}+x} \int_{-\frac{L}{2}+y}^{\frac{L}{2}-y} \frac{uvdudv}{(u-v)\sqrt{\left(\left(\frac{L}{2}-x\right)^2 + u^2\right)\left(\left(\frac{L}{2}-y\right)^2 + v^2\right)\left(\left(\frac{L}{2}-x+v\right)^2 + \left(\frac{L}{2}-y-u\right)^2\right)}} \quad (72)$$

Аналогичный расчет проводится для остальных граней. Полная энергия квадратной наноточки есть:

$$W_b = E_{12} + E_{34} + E_{56} + E_{78} + E_{12-34} + E_{12-56} + E_{12-78} + E_{34-56} + E_{34-78} + E_{56-78} \quad (73)$$



Как и для случая круглого нанодиска интегралы (73) удобно показать в безразмерном виде, представив все расстояния в единицах  $L$ . Результаты численного интегрирования безразмерной части энергии приведены на рисунке 56.

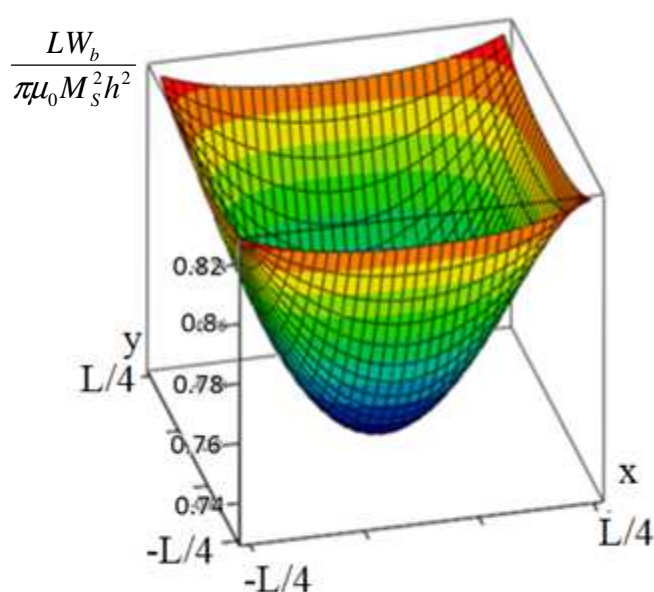


Рисунок 56. Профиль потенциальной энергии квадратной наноточки.

Траектория движения ядра вихря в потенциале квадратной наноточки показана на рисунке 57, кривая (1). Траектория получена в результате решения уравнения Тили для квадратной наноточки с учетом затухания. Результаты численного расчета энергии в этом случае хорошо аппроксимируются функцией вида:

$$W_b = 5 \frac{\mu_0 M_S^2 h^2 L}{\pi} \left( \left( \frac{x}{L} \right)^2 - \frac{1}{4} \right) \left( \left( \frac{y}{L} \right)^2 - \frac{1}{4} \right) \quad (74)$$

При наличии постоянной составляющей силы в плоскости магнетика ядро вихря смещается из центра и оказывается в области потенциала с меньшими значением коэффициента квазижесткости. Траектория движения ядра вихря в таком случае показана на рисунке 57, кривая (2). Это следует из выражения (74).

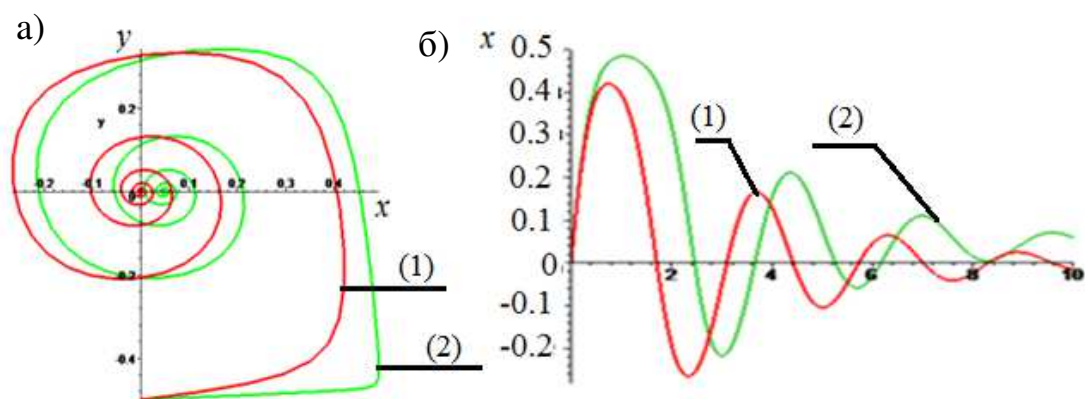


Рисунок 57. Характерная траектория ядра магнитного вихря (а) и зависимость координаты ядра от времени (б) в квадратной наноточке. При отсутствии плоскостного поля кривая (1), при наличии плоскостного поля кривая (2).

Период обращения ядра при увеличении плоскостной составляющей увеличивается. Это объясняет высокую чувствительность резонансных кривых к ориентации образца по отношению к постоянной составляющей магнитного поля. Заметим, в круглых наноточках этот эффект выражен слабее, так как эффективная жесткость магнитной подсистемы в круглых магнетиках практически не зависит от смещения ядра. Таким образом, движение ядра в квадратном элементе, даже при незначительных внешних полях, нельзя считать линейным.

По результатам четвертой главы можно сделать следующие выводы:

1. При приложении поля в плоскости квадратной наноточки происходит переключение полярности ядра вихря. Эффект подобен триггерному. При каждом приложении поля, полярность меняется на противоположную.
2. Теоретические оценки показывают, что эффективное поле, создаваемое массивом нано-, микроточек не способно изменить полярность отдельного

элемента, что позволяет считать в статическом состоянии намагниченность наноточки устойчивой даже при большой концентрации элементов.

3. Магнитостатическое взаимодействие между элементами приводит к расщеплению резонансных пиков. Теоретические оценки величины расщепления качественно согласуются с результатами эксперимента.
4. Наличие поля в плоскости пленки приводит к изменению резонансного основного поля в квадратных элементах в большей степени, чем в круглых. Этот эффект объясняется сильной зависимостью коэффициента квазижесткости от величины смещения ядра в квадратном элементе в отличие от круглого.

## **Заключение**

### **Основные результаты работы состоят в следующем:**

1. Отработан метод взрывной литографии для изготовления массивов нано-, микроточек различной толщины, формы, диаметра и междискового расстояния с большим количеством элементов. Получаемые взрывным напылением нано-, микроточки имеют высокую адгезию, правильную геометрическую форму и обладают вихревой магнитной структурой с ядром в центре диска.
2. Экспериментально определена зависимость частоты гиротропного движения ядра магнитного вихря от внешнего постоянного магнитного поля, приложенного перпендикулярно плоскости пленки. Проведена теоретическая оценка резонансной частоты с учетом инерционного слагаемого и коэффициента затухания. Учет этих слагаемых дал лучшее согласие с экспериментом, чем без учета.
3. Обнаружено появление нескольких резонансных пиков на экспериментальных кривых поглощения при уменьшении расстояния между элементами в массиве. Это расщепление поля резонанса связано с магнитостатическим взаимодействием между элементами массива. Предложено теоретическое обоснование этого эффекта. Оценка величины расщепления резонансного пика находится в удовлетворительном согласии с результатами эксперимента.
4. Обнаружена сравнительно сильная зависимость поля резонанса от поля, приложенного в плоскости пленки, для квадратных элементов в отличие от круглых. Этот эффект связан с профилем потенциальной энергии ядра в квадратном элементе, в котором жесткость зависит от величины смещения ядра из центра.

## **Список опубликованных работ по теме диссертации**

### **Статьи в изданиях, рекомендованных ВАК и приравненных к ним:**

1. Vladimir S. Prokopenko, Petr D. Kim, Vitaly A. Orlov, Boris V. Vasiliev, Dmitry K. Vovk, Sergey E. Zatsepilin, Roman Yu. Rudenko. Lorentz Microscopy of Permalloy Film Microdots // Journal of Siberian Federal University. Mathematics & Physics. - 2013. – Vol. 6(2). – P. 262–269.
2. П. Д. Ким, В. А. Орлов, Р. Ю. Руденко, В. С. Прокопенко, И. Н. Орлова, С.С. Замай, Коллективная динамика магнитных вихрей в массивах взаимодействующих наноточек // Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики. - 2015. - Т. 101. – С. 620-626.
3. П. Д. Ким, В. С. Прокопенко, В. А. Орлов, Р. Ю. Руденко, Т. В. Руденко, Б. В. Васильев, В. П. Живаев, Т. А.Ким. Магнитные структуры пермаллоевых пленочных микропятен // Доклады академии наук. - 2015. - Т. 463, - С. 28-31.
4. П. Д. Ким, В. А. Орлов, В. С. Прокопенко, С. С. Замай, В. Я. Принц, Р. Ю. Руденко, Т. В. Руденко. О низкочастотном резонансе магнитных вихрей в микро и нанопятнах. // Физика твердого тела. - 2015. - Т. 57. – С. 29-36.
5. Roman Yu. Rudenko, Anatoly V. Chzhan. Magnetic Vortices in Ferromagnetic Nanodots. // Journal of Siberian Federal University. Mathematics & Physics. - 2015. – Vol. 8(3). – P. 327–339
6. P. D. Kim, V. A. Orlov R.Y. Rudenko V. S. Prokopenko, I. N. Orlova, A. V. Kobayakov. On the resonant state of magnetization in array of interacting nanodots // Journal of magnetism and magnetic materials. – 2017. - Vol. 440. - P. 171–174.

### **Публикации в других изданиях:**

1. P. D. Kim, V. S. Prokopenko, V.Ya. Prinz, V. A. Orlov, R. Yu. Rudenko, D. K. Vovk, S. E. Zatsepilin and T. V. Rudenko. Resonance Frequencies of the Magnetic Vortices in Films // Functional Materials : abstracts of International conference / – Ukraine, Crimea, Yalta, Haspra. – 2013. - P. 306.

2. V. S. Prokopenko, P. D. Kim, V. A. Orlov, B. V. Vasil'ev, D. K. Vovk, S. E. Zatsopilin, and R. Yu. Rudenko. On Switching the Chirality of Square Permalloy Microspots, // Functional Materials : abstracts of International conference / – Ukraine, Crimea, Yalta, Haspra. – 2013. - P. 152.
3. Kim P. D., Orlov V. A., Rudenko R. Yu., Rudenko T. V., Prokopenko V. S., Vasil'ev B. V., On the dynamics of magnetic vortex in a cylindrical micro- and nanodots // Nanostructures: Physics and Technology : abstracts of International symposium / - Saint Petersburg. – 2014. – P. 159-160.
4. Ким П. Д., Орлов В. А., Прокопенко В. С., Замай С. С., Принц В. Я., Руденко Р. Ю., Руденко Т. В., Резонансное движение магнитного вихря в наноточках. // Магнитные материалы. Новые технологии : тезисы докладов VI Байкальской международной конференции / пос. Большое Голоустное, Иркутская область. – 2014. - С. 131-132.
5. P.D. Kim, V.A. Orlov, R.Yu. Rudenko, V.S. Prokopenko, I.N. Orlova, A.V. Kobayakov, On the resonant state of magnetization in array of interacting nanodots. // Trends in MAGnetism : Abstracts of VI Euro-Asian Symposium. – Krasnoyarsk. – 2016. - P. 282.
6. P. D. Kim, V. A. Orlov, R. Yu. Rudenko, V. S. Prokopenko, I. N. Orlova Ferromagnet resonance in 2D-massives of nanodots // Magnetic materials. New technology : Abstracts of 7th Baikal International Conference Listvyanka, Irkutsk region. – 2016. - P. 116-117
7. П. Д. Ким, В. А. Орлов, Р. Ю. Руденко, В. С. Прокопенко, И. Н. Орлова, А. В. Лукьяненко, Особенности ферромагнитного резонанса в массивах взаимодействующих наноточек // Физика низкоммерных систем и поверхностей : Труды пятого международного междисциплинарного симпозиума. / Фонд науки и образования. - Ростов-на-Дону. – пос. Южный. - 2016. Вып. 5. - Т. 1. - С. 108-111.

## Список цитируемых источников литературы

1. Fontana R. E., Hetzler S. R. Magnetic memories: Memory hierarchy and processing perspectives // *Journal of Applied Physics*. - 2006. – Vol. 99. - 08N902.
2. Bussmann K., Prinz G. A., Cheng S.-F., Wang D. Switching of vertical giant magnetoresistance devices by current through the device // *Applied Physics Letters*. – 1999. – Vol. 75. – P. 2476.
3. Rozhkova E. A., Novosad V., Kim D. H. Ferromagnetic microdisks as carriers for biomedical applications // *Journal of Applied Physics*. – 2009. - Vol. 105. - P. 07B306.
4. Lift-off processes with photoresists [Электронный ресурс] – 2013. – Режим доступа: [www.microchemicals.com/downloads/application\\_notes.html](http://www.microchemicals.com/downloads/application_notes.html).
5. Rai-Choudhury P. Handbook of microlithography, micromachining and microfabrication / SPIE. - 1997. - Chapter 2.
6. Landau L. D., Lifshitz E. M. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies // *Physikalische Zeitschrift der Sowjetunion*. - 1935. –Vol. 8. - P. 153.
7. Scholz W., Guslienko K.Yu., Novosad V., Suess D., Schrefl T. Micromagnetic simulation of the pinning and depinning process in permanent magnets // *JMMM*. – 2003. –Vol. 266. –P. 155–163.
8. Wachowiak A., Wiebe J., Bode M., Pietzsch O., Morgenstern M., Wiesendanger R. Direct Observation of Internal Spin Structure of Magnetic Vortex Cores // *Science*. – 2002. - Vol. 298. - P. 577.
9. Raabe J., Pulwey R., Sattler R., Schweinbock T., Zweck J., Weiss D. Magnetization pattern of ferromagnetic nanodisks // *Journal of Applied Physics*. – 2000. – Vol. 88. – P. 4437.
10. Guslienko K. Y., Lee K.-S., Kim S.-K. Dynamic origin of vortex core switching in soft magnetic nanodots // *Physical Review Letters*. – 2008. –Vol. 100. – P. 027203.

11. Youn-Seok Choi , Myoung -Woo Yoo ,Ki-Suk Lee, Young-Sang Yu, Hyunsung Jung, and Sang-Koog Kim. Out-of-plane current controlled switching of the fourfold degenerate state of a magnetic vortex in soft magnetic nanodots // Applied Physics Letters. – 2010. –Vol. 96. – P. 072507.
12. Shinjo T., Okuno T., Hassdorf R., Shigeto K., and Ono T., Magnetic vortex core observation in circular dots of permalloy //Science. – 2000. – Vol. 289. – P. 930.
13. Guslienko K. Y. Magnetic vortex state stability reversal and dynamics in restricted geometries //Journal of Nanoscience and Nanotechnology. – 2008. – Vol. 8. – P. 2745.
14. Guslienko K. Y., Novosad V., Otani Y., Shima H., and Fukamichi K. Field evolution of magnetic vortex state in ferromagnetic disks //Applied Physics Letters. – 2001. - Vol. 78, - No. 24. - P. 3848.
15. Guslienko K., Novosad V., Otani Y., Shima H., and Fukamichi K., Magnetization reversal due to vortex nucleation, displacement, and annihilation in submicron ferromagnetic dot arrays// Physical Review B. - 2001. - Vol. 65. – P. 024414.
16. Pigeau B., De Loubens G., Klein O., Riegler A., Lochner F., Schmidt G., Molenkamp L. W., Tiberkevich V. S., and Slavin A. N. A frequency-controlled magnetic vortex memory // Applied Physics Letters. – 2010. - Vol. 96. –No. 13. – P. 132506.
17. Guslienko K. Y. and Novosad V. Vortex state stability in soft magnetic cylindrical nanodots // Journal of Applied Physics. – 2004. – Vol. 96. – P. 4451.
18. Van Waeyenberge B., Puzic A., Stoll H., Chou K. W., Tylliszczak T., Hertel R., Faehnle M., Brueckl H., Rott K., Reiss G., Neudecker I., Weiss D., Back C. H., and Schuetz G., Magnetic vortex core reversal by excitation with short bursts of an alternating field // Nature. – 2006. – Vol. 444. - P. 461.
19. Buess M., Hollinger R., Haug T., Perzlmaier K., Krey U., Pescia D., Scheinfein M. R., Weiss D., and Back C. H. Fourier transform imaging of spin vortex eigenmodes // Physical Review Letters. – 2004. - Vol. 93. – P. 077207.



20. Perzlmaier K., Buess M., Back C. H., Demidov V. E., Hillebrands B., and Demokritov S. O., Spin-wave eigenmodes of permalloy squares with a closure domain structure // *Physical Review Letters*. – 2005. – Vol. 94. – P. 057202.
21. Schultheiss H., Schafer S., Candeloro P., Leven B., Hillebrands B. and Slavin A. N., Observation of coherence and partial decoherence of quantized spin waves in nanoscaled magnetic ring structures // *Physical Review Letters*. – 2008. - Vol. 100. – P. 047204.
22. Kasai S., Nakatani Y., Kobayashi K., Kohno H., Ono T. Current-driven resonant excitation of magnetic vortices // *Physical Review Letters*. – 2006. – Vol. 97. - P. 107204.
23. Vogt K., Schultheiss H., Hermsdorfer S. J., Pirro P., Serga A. A., Hillebrands B. All-optical detection of phase fronts of propagating spin waves in a  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$  microstripe // *Applied Physics Letters*. – 2009. - Vol. 95. - P. 182508.
24. Grebenshikov Yu. B., Usov N. A., Guslienko K. Yu., Interaction effects in a two-dimensional array of ferromagnetic dots // *Materials Science Forum* – 2001. - Vol. 373 – P. 1-19.
25. Guslienko K. Y., Ivanov B. A., Novosad V., Otani Y., Shima H., Fukamichi K., Eigenfrequencies of vortex state excitations in magnetic submicron-size disks // *Journal of Applied Physics*. – 2002. - Vol. 91. - P. 8037.
26. Novosad V., Fradin F. Y., Roy P. E., Buchanan K. S., Guslienko K. Y., S.D.Bader, Magnetic vortex resonance in patterned ferromagnetic dots // *Physical Review B*. – 2005. - Vol. 72. – P. 024455.
27. Ki-Suk Lee and Sang-Koog Kima, Gyrotropic linear and nonlinear motions of a magnetic vortex in soft magnetic nanodots // *Applied Physics Letters*. – 2007 - Vol. 91. – P. 132511.
28. Klein O., Loubens G. de, Naletov V. V., Boust F., Guillet T., Hurdequint H., Leksikov A., Slavin A. N., Tiberkevich V. S., Vukadinovic N. Ferromagnetic resonance force spectroscopy of individual submicron-size samples // *Physical Review B*. – 2008. - Vol. 78. - P. 144410.

29. Gilbert T. L. A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials. // IEEE Transactions on Magnetics. – 2004. - Vol. 40. – P. 9464.
30. Zhang S., Li. Z., Roles of non-equilibrium conduction electrons on the magnetization dynamics of ferromagnets // Physical Review Letters. – 2004. - Vol. 93. - P. 127204.
31. A.A.Thiele, Steady-State Motion of Magnetic Domains // Physical Review Letters., - 1973 - Vol. 30. – P. 230.
32. Kim J., Choe S.-B., Simple harmonic oscillation of ferromagnetic vortex core // Journal of magnetism and magnetic materials.- 2007. – Vol. 12. – 3. - P. 113
33. Mertens F.G., Bishop A.R., Dynamics of vortices in two-dimensional magnets / [Электронный ресурс] – 1999. – Режим доступа: //http://arxiv.org/abs/cond-mat/9903037v1.
34. Choe S.-B., Acremann Y., Scholl A., Bauer A., Doran A., Stohr J., Padmore H. A., Vortex core-driven magnetization dynamics // Science – 2004. - Vol. 304. - P. 420.
35. Ivanov B. A., Avanesyan G. G., Khvalkovskiy A. V., Kulagin N. E., Zaspel C. E., Zvezdin K. A., Non-newtonian dynamics of the fast motion of a magnetic vortex // Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters, – 2010 - Vol. 91. No. 4. - P. 178.
36. Cherepov S. S., Koop B. C., Korenivski V., Worledge D. C., Galkin A. Yu., Khymyn R. S., Ivanov B. A., Core-core dynamics in spin vortex pairs // Physical Review Letters. – 2012. – 109. – P. 097204.
37. Kim P. D., Orlov V. A., Prokopenko V. S., Zamai S. S., Prints V. Ya., Rudenko R. Yu., Rudenko T. V., On the Low-frequency resonance of magnetic vortices in micro- and nanodots // Physics of the Solid State. – 2015. - Vol. 57. - P. 29-36.
38. V. L. Mironov, B. A. Gribkov, A. A. Fraerman, S. A. Gusev, S. N. Vdovichev, I. R. Karetnikova, I. M. Nefedov, I. A. Shereshevsky. MFM probe control of magnetic vortex chirality in elliptical Co nanoparticles // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2007. - Vol. 312 - P. 153.
39. 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. Magnetic

- force microscopy of helical states in multilayer nanomagnets. // *Journal of Applied Physics*. – 2008. - Vol. 103, - P. 073916.
40. Ki-Suk Lee and Sang-Koog Kim, Two circular-rotational eigenmodes and their giant resonance asymmetry in vortex gyrotropic motions in soft magnetic nanodots // *Physical Review B*. – 2008. - Vol. 78. – P. 014405.
  41. Yamada K., S. Kasai, Nakatani Y., Kobayashi K., Kohno H., Thiaville A., and Ono T., Electrical switching of the vortex core in magnetic disk // *Nature Materials*. – 2007. - Vol. 6. - P. 269.
  42. Cowburn R. P., Change of direction // *Nature materials*. – 2007. - Vol. 6. - P. 255.
  43. Kim S.-K., Choi Y.-S., Lee K.-S., Guslienko K. Y., and Jeong D.-E., Electric-current-driven vortex-core reversal in soft magnetic nanodots // *Applied Physics Letters*. – 2007. - Vol. 91. – P. 082506.
  44. Корнеев В. И., Попков А. Ф., Чиненков М. Ю. Стационарные состояния намагниченности тонкого магнитного слоя наностолбчатой многослойной структуры при действии спин-поляризованного тока и магнитного поля // *Физика твердого тела*. – 2009. – Т. 51. - Вып 1. - С. 118-128.
  45. Maxim E. Stebliy, Alexey V. Ognev, Alexander S. Samardak, Alexander G. Kolesnikov, Ludmila A. Chebotkevich, and Xiufeng Han. Vortex manipulation and chirality control in asymmetric bilayer nanomagnets // *Journal of Applied Physics*. - 2015. - Vol. 117. – P. 17A317.
  46. Park J. P., Eames P., Engebretson D. M., Berezovsky J., and Crowell P. A., Imaging of spin dynamics in closure domain and vortex structures // *Physical Review B*. – 2003. - Vol. 67. – P. 020403.
  47. Shibata J., Shigeto K. and Otani Y., Dynamics of magnetostatically coupled vortices in magnetic nanodisks // *Physical Review B*. – 2003. - Vol. 67. – P. 224404.
  48. Jain S., Novosad V., Fradin F. Y., Pearson J. E., Tiberkevich V., Slavin A. N., Bader S. D., From chaos to selective ordering of vortex cores in interacting mesomagnets // *Nature communications*. – 2011. - Vol. 3. - P. 1330.

49. Han D. -S., Vogel A., Jung H., Lee Ki-Suk, Weigand M., Stoll H., Schutz G., Fischer P., Meier G., Kim S.-K., Wave modes of collective vortex gyration in dipolar-coupled-dot-array magnonic crystals // *Scientific reports*. -2013. - Vol. 3. - P. 2262.
50. Maxim E. Steblyy, Alexey V. Ognev, Alexander S. Samardak, Alexander G. Kolesnikov, Ludmila A. Chebotkevich, and Xiufeng Han. High-frequency switching of magnetic bistability in an asymmetric double disk nanostructure // *Applied Physics Letters*. – 2014. - Vol. 104. – P. 112405.
51. Hoffmann F., Woltersdorf G., Perzlmaier K., Slavin A. N., Tiberkevich V. S., Bischof A., Weiss D., Back C. H., Mode degeneracy due to vortex core removal in magnetic disks // *Physical Review B*. – 2007. - Vol. 76. – P. 014416.
52. Denysenkov V. P. Grishin A. M., Reliable low-power control of ultrafast vortex-core switching with the selectivity in an array of vortex states by in-plane circular-rotational magnetic fields and spin-polarized currents // *Applied Physics Letters*. – 2003. - Vol. 74. - P. 3400.
53. Bader S. D., Opportunities in nanomagnetism // *Reviews of Modern Physics*. – 2006. - Vol. 78. - P. 87.
54. Pribiag V. S., Krivorotov I. N., Fuchs G. D., Braganca P. M., Ozatay O., Sankey J. C., Ralph D. C., Buhrman R. A., Magnetic vortex oscillator driven by d.c. spin-polarized current // *Nature Physics*. – 2007. - Vol. 3. - P. 498.
55. Loubens G. de, Riegler A., Pigeau B., Lochner F., Boust F., Guslienko K. Y., Hurdequint H., Molenkamp L. W., Schmidt G., Slavin A. N., Tiberkevich V. S., Vukadinovic N., Klein O., Bistability of vortex core dynamics in a single perpendicularly magnetized nanodisk // *Physical Review Letters* – 2009. - Vol. 102. - P. 177602.
56. Park J. P., Crowell P. A., Interactions of spin waves with a magnetic vortex // *Physical Review Letters*. – 2005. - Vol. 95. – P. 167201.
57. Kim S. -K., Lee K. -S., Yu Y. -S., Choi Y. -S., Reliable low-power control of ultrafast vortex-core switching with the selectivity in an array of vortex states by

- in-plane circular-rotational magnetic fields and spin-polarized currents // *Applied Physics Letters*. – 2008. - Vol. 92. – P. 022509.
58. Zhu X., Metlushko V., Grutter P. Freeman M. R., Broadband spin dynamics of the magnetic vortex state: Effect of the pulsed field direction, // *Physical Review B*. – 2005. - Vol. 71. - P. 180408.
59. Awad A. A., Guslienko K. Y., Sierra J. F., Kakazei G. N., Metlushko V., Aliev F. G. Precise probing spin wave mode frequencies in the vortex state of circular magnetic dots // *Applied Physics Letters*. – 2010. - Vol. 96. - P. 012503.
60. Castel V., Ben Youssef J., Boust F., Weil R., Pigeau B., G. de Loubens, Naletov V. V., Klein O., Vukadinovic N., Perpendicular ferromagnetic resonance in soft cylindrical elements: Vortex and saturated states // *Physical Review B*. - 2012. - Vol. 85. - P. 184419.
61. Buess M., Knowles T. P., Hollinger R., Haug T., Krey U., Weiss D., Pescia D., Scheinfein M. R., Back C. H. Excitations with negative dispersion in a spin vortex // *Physical Review B*. – 2005. - Vol. 71. – P. 104415.
62. Novosad V., Grimsditch M., Guslienko K. Y., Vavassori P., Otani Y., Bader S. D., Spin excitations of magnetic vortices in ferromagnetic nanodots // *Physical Review B*. - 2002. - Vol. 66. - P. 052407.
63. Giovannini L., Montoncello F., Nizzoli F., Gubbiotti G., Carlotti G., Okuno T., Shinjo T., Grimsditch M., Spin excitations of nanometric cylindrical dots in vortex and saturated magnetic states // *Physical Review B*. – 2004. - Vol. 70. - P. 172404.
64. Guslienko K. Y., Scholz W., Chantrell R. W., Novosad V., Vortex-state oscillations in soft magnetic cylindrical dots // *Physical Review B*. – 2005. - Vol. 71. - P. 144407.
65. Vogt K., Sukhostavets O., Schultheiss H., Obry B., Pirro P., Serga A. A., Sebastian T., Gonzalez J., Guslienko K. Y., Hillebrands B., Optical detection of vortex spin-wave eigenmodes in microstructured ferromagnetic disks // *Physical Review B*. – 2011. - Vol. 84. - P. 174401.

66. Lai M., Liao C., Size dependence of C and S states in circular and square Permalloy dots // *Journal of Applied Physics*. - 2008. - Vol. 103. - No. 7. – P. 07E737.
67. Vaz C., Kläui M., Heyderman L., David C., Nolting F., Bland J., Multiplicity of magnetic domain states in circular elements probed by photoemission electron microscopy // *Physical Review B*. - 2005. - Vol. 72. - No. 22. - P. 1–8.
68. Thomas L., Hayashi M., Jiang X., Moriya R., Rettner C., Parkin S. S. P., Oscillatory dependence of current-driven magnetic domain wall motion on current pulse length // *Nature*. – 2006. - Vol. 443. - P. 197.
69. Jain S., Schultheiss H., Heinonen O., Fradin F. Y., Pearson J. E., Bader S. D., Novosad V., Coupled vortex oscillations in mesoscale ferromagnetic double-disk structures // *Physical Review B*. – 2012. - Vol. 86. - P. 214418.
70. Hubber M., Zweck J., Weiss D., Experimental observation of switching in ferromagnetic nanoscale double disks // *Physical Review B*. - 2008. - Vol. 77. - P. 054407.
71. Liu Y., Hu Y., Du A., Vortex dynamics mediated by exchange coupling in permalloy double disks // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2012. - Vol. 324 - P. 792.
72. Saitoh E., Miyajima H., Yamaoka T., Tataru G. Current-induced resonance and mass determination of a single magnetic domain wall // *Nature*. – 2004. - Vol. 432. - P. 203.
73. Bedau D., Klauui M., Krzyk S., Rudiger U., Faini G., Vila L. Detection of current-induced resonance of geometrically confined domain walls // *Physical Review Letters*. – 2007. - Vol. 99. - P. 146601.
74. Александров С., Алексеев А. Субмикронная контактная металлизация // *Наноиндустрия*. – 2009. – Т. 6. - С. 5-7.
75. Миронов В. Л. Основы сканирующей зондовой микроскопии: Учебное пособие для студентов старших курсов / Институт физики микроструктур РАН. - Нижний Новгород, 2004. - 114 с.

76. Parreiras S.O., Fior G.B.M., Garcia F., Martins M. D. Simulations of magnetic vortex dynamics in exchange-biased sub-micron-sized disks // *Journal of Applied Physics*. – 2013. - Vol. 114. - P. 203903.
77. Puzic A., Waeyenberge B. V., Chou K. W., Fischer P., Stoll H., Schutz G., Tyliszczak T., Rott K., Bruckl H., Reiss G., Neudecker I., Haug T., Buess M., Back C. H. Formation and control of magnetic vortex chirality in patterned micromagnet arrays // *Journal of Applied Physics*. – 2005. – Vol. 97. - P. 10E704.
78. A. Maziewski, V. Zablotskii, M. Kisielewski. Geometry-driven out-of-plane magnetization states in nanostructures // *Physical Review B*. – 2006. - Vol. 73. - P. 134415.
79. Konoto M., Yamada T., Koike K., Akoh H., Arima T., Tokura Y. Formation and control of magnetic vortex chirality in patterned micromagnet arrays // *Journal of Applied Physics*. – 2008. – Vol. 103. - P. 023904.
80. Liu Y., Li H., Hu Y., Du A. Oscillation frequency of magnetic vortex induced by spin-polarized current in a confined nanocontact structure // *Journal of Applied Physics*. – 2012. – Vol. 112. - P. 093905.
81. Compton R. L., Chen T. Y., Crowell P. A.. Magnetic vortex dynamics in the presence of pinning // *Physical Review B*. – 2010. – Vol. 81. – P. 144412.
82. Guslienko K. Yu., Han X. F., Keavney D. J., Divan R., Bader S. D. Magnetic Vortex Core Dynamics in Cylindrical Ferromagnetic Dots // *Physical Review Letters*. – 2006. – Vol. 96. - P. 067205.
83. Talbi Y., Roussigne Y., Djemia P., Labrune M. Weak stripe domains vibrations description using Thiele equation // *Journal of Physics.: Conf. Ser.* – 2010. – Vol. 200. - P. 042027.
84. Ivanov B. A., Zaspel C. E., Magnon modes for thin circular vortex-state magnetic dots // *Physical Review Letters*. – 2005. - Vol. 94. - P. 027205.
85. Ivanov B. A., Schnitzer H. J., Mertens F. G., Wysin G. M. Magnon modes and magnon-vortex scattering in two-dimensional easy-plane ferromagnets // *Physical Review B*. – 1998. – Vol. 58. – No. 13. - P. 8464.

86. Ivanov B. A., Wysin G. M. Magnon modes for a circular two-dimensional easy-plane ferromagnet in the cone state // *Physical Review B*. – 2002. – Vol. 65. - P. 134434.
87. Orlov V. A. and Kim P. D. On low-frequency Oscillations of a Bloch-point in a Nanodisk // *Journal of Siberian Federal University*. – 2013. - Vol. 6. - P. 86.
88. Галкин А. Ю., Иванов Б. А. Нелинейные колебания намагниченности для ферромагнитных частиц в вихревом состоянии и их упорядоченных массивов // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 2009. – Т. 136. – Вып. 1. – С. 87-104.
89. Иванов Б. А., Шека Д. Д. Локальные магنونные моды и динамика двумерного магнитного солитона малого радиуса в легкоосном ферромагнетике // *Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 2005. – Т. 82. - 7. – С. 489-493.
90. Cherepov S. S., Koop B. C., Korenivski V., Worledge D. C., Galkin A. Yu., Khymyn R. S., Ivanov B. A., Core-Core Dynamics in Spin Vortex Pairs // *Physical Review Letters*. – 2012. – Vol. 109. - P. 097204.
91. D. I. Hubert. Dynamics of spin vortices in two-dimensional planar magnets // *Physical Review B*. – 1982. - Vol. 26. – No. 7. - P. 3758.
92. Иванов Б. А., Шека Д. Д. Вихри в конусной фазе классического квазидвумерного ферромагнетика // *Физика низких температур* – 1995. – Т. 21. – Вып. 11. - С. 1148-1154.
93. Воронов В. П., Иванов Б. А., Косевич А. М. Двухмерные топологические солитоны в магнетиках // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 1983. - Т. 84. - С. 148-156.
94. Rossler U. K., Bogdanov A. N., Muller K. -H. Surface anisotropy and vortex states in ferromagnetic wires // *IEEE Transactions on magnetics*. – 2002. – Vol. 38. – No 5. - P. 2586.
95. Garcia F., Westfahl H., Schoenmaker J., Carvalho E. J., Santos A. D., Pojar M., Seabra A. C., Belkhou R., Bendounan A., Novais E.R.P., Guimaraes A.P.



- Tailoring magnetic vortices in nanostructures // *Applied Physics Letters*. - 2010 – Vol. 97. - P. 022501.
96. Кравчук В. П., Шека Д. Д. Тонкий ферромагнитный нанодиск в поперечном магнитном поле // *Физика твердого тела* – 2007. – Т. 49. – Вып. 10. – С. 1834-1841.
97. Ivanov V. A., Zaspel C. E. Magnon modes for thin circular vortex-state magnetic dots // *Applied Physics Letters*. – 2002. – Vol. 81. – No. 7. - P. 1261.
98. Wysin G. M. Instability of in-plane vortices in two-dimensional easy-plane ferromagnets // *Physical Review B*. - 1994 - Vol. 49 - P. 8780.
99. Хуберт А. Теория доменных стенок в упорядоченных средах. / Мир, М., 1977. 308 с.
100. К. Yu. Guslienko, Low-frequency vortex dynamic susceptibility and relaxation in mesoscopic ferromagnetic dots // *Applied Physics Letters*. – 2006. - Vol. 89. - P. 022510.
101. M.-W. Yoo, K.-S. Lee, D.-S. Han, S.-K. Kim. Perpendicular-bias-field-dependent vortex-gyration eigenfrequency // *Journal of Applied Physics*. – 2011. – Vol. 109. - P. 063903.
102. Прокопенко В. С., Васильев Г. Г., Иванов В. П. Доменные структуры плёночных микропятен. // «Магнитные плёнки» (труды VI международного коллоквиума по тонким магнитным плёнкам), Минск, - 1974 - С. 212-216.
103. Ignatchenko V. A., Edelman I. S. Petrov D. A. Magnetostatic fields in planar assemblies of magnetic nanoparticles // *Physical Review B*. – 2010. – Vol. 81.- P. 054419.
104. Ivanova Yu. P., Pustovalova E. V., Ognev A. V. and Chebotkevich L. A.. Magnetization Reversal in an Ordered Array of Ferromagnetic Nanodots // *Physics of the Solid State*. – 2009. Vol. 51. – No. 11. - P. 2300.
105. Стеблій М. Е., Колесников А. Г., Огнев А. В., Самардак А. С., Чеботкевич Л. А. Влияние числа нанодисков в двумерных массивах на процессы перемагничивания // *Физика твердого тела*. – 2013. -Т. 55. – Вып. 4. – Стр. 705-708.

106. Dou J., Hernandez S. C., Yu C., Pechan M. J., Folks L., Katine J. A. and Carey M. J. Exchange-coupling modified spin wave spectra in the perpendicularly magnetized permalloy nanodot chain arrays // *Journal of Applied Physics*. – 2010. - Vol. 107. - P. 09B514.
107. Maxim Steblyy, Alexey Ognev, Alexander Samardak, Ludmila Chebotkevich, Roman Verba, Gennadiy Melkov, Vasil Tiberkevich, Andrei Slavin. Influence of the properties of softcollective spin wave modes on the magnetization reversal in finite arrays of dipolarly coupled magnetic dots // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2015. - Vol. 384 - P. 166.
108. Kravchuk V. P., Gaididei Yu., Sheka D. D., Nucleation of a vortex-antivortex pair in the presence of an immobile magnetic vortex // *Physical Review B* – 2009. – Vol. 80. - P. 100405.
109. Lee K.-S., Guslienko K. Y., Lee J.-Y., Kim S.-K., Ultrafast vortex-core reversal dynamics in ferromagnetic nanodots // *Physical Review B*. – 2007. – Vol. 76. – P. 174410.
110. Vogel A., Niemann A. C., Stenner C., Drews A., Mi-Young Im, Fischer P., Meier G. Vortex dynamics in triangular-shaped confining potentials // *Journal of Applied Physics*. – 2012 - Vol. 112. - P. 063916.
111. Vogel A., Drews A., Kamionka T., Bolte M. and Meier G. Influence of Dipolar Interaction on Vortex Dynamics in Arrays of Ferromagnetic Disks // *Physical review letters*. - 2010 - Vol. 105. - P. 037201.