

*На правах рукописи*



Руденко Роман Юрьевич

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

01.04.11 – физика магнитных явлений

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Красноярск – 2018

Работа выполнена в Федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования «Сибирский федеральный университет» (СФУ) и Федеральном государственном бюджетном научном учреждении «Федеральный исследовательский центр «Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук» (ФИЦ КНЦ СО РАН) обособленном подразделении «Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук» (ИФ СО РАН)

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

**Официальные оппоненты:** Вахитов Роберт Миннисламович, доктор физико-математических наук, профессор, ФГБОУ ВПО «Башкирский государственный университет», заведующий кафедрой теоретической физики.

Стеблий Максим Евгеньевич, кандидат физико-математических наук, ФГБОУ ВПО «Дальневосточный федеральный университет», научный сотрудник лаборатории пленочных технологий.

**Ведущая организация:** Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Иркутский государственный университет».

**Защита состоится:**

«1» июня 2018 г. в 14<sup>30</sup> часов на заседании диссертационного совета Д 003.075.01 Федерального государственного бюджетного научного учреждения «Федеральный исследовательский центр «Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук» (ФИЦ КНЦ СО РАН, ИФ СО РАН)

по адресу: 660036 г. Красноярск Академгородок, 50, строение № 38. С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФ СО РАН и на сайте <http://ksc.krasn.ru>. Автореферат разослан «  »            2018 г.

Учёный секретарь

диссертационного совета Д 003.075.01

доктор физико-математических наук



Втюрин Александр Николаевич

## Общая характеристика работы

**Актуальность темы.** Широкое применение в современных цифровых устройствах хранения информации нашли ферромагнитные пленки. Обладая высокой плотностью записи, они широко используются для создания жестких дисков HDD (hard disc drive). Но актуальной остается задача создания дешевой энергонезависимой оперативной памяти с произвольной выборкой MRAM (magnetic random access memory), обладающей высоким быстродействием. Задача создания чипа как можно большей емкости может быть решена с использованием наноразмерных тонких магнитных пленок, представляющих собой двумерные массивы нано-, микроэлементов с вихревой магнитной структурой [1]. Преимуществом таких структур является возможность одновременной работы контроллера с массивом элементов и высокая стабильность ячеек памяти. Для проектирования таких запоминающих устройств, требуется решить ряд физических задач, связанных с зарождением, движением, а также способом управления магнитным вихрем. Препятствием на пути решения этих задач является сложное поведение намагниченности в переменных и импульсных полях.

Поскольку в устройствах спинтроники планируется использование массивов из большого количества плотно упакованных элементов, возникает вопрос о влиянии взаимодействия магнитных подсистем элементов на устойчивость намагниченности и резонансное поведение во внешнем поле. При отсутствии непосредственного контакта между элементами намагниченность элементов массива влияет друг на друга посредством магнитостатического взаимодействия. Целенаправленное экспериментальное исследование влияния междискового взаимодействия на резонансные свойства двумерных массивов, по-прежнему актуально. В настоящее время известны работы посвященные исследованию резонансных свойств массивов лишь из небольшого количества элементов (например,  $2 \times 2$  [2]), или лишь для некоторых определенных значений полярности ядра и киральности вихря.

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

Для достижения данной цели решались следующие **задачи**:

1. Совершенствовались технологии получения массивов ферромагнитных нано-, микроточек различной формы и размеров, паспортизировались полученные образцы методами электронной микроскопии и сканирующей зондовой силовой микроскопии;
2. Изучались высокочастотные режимы движения намагниченности вихря;
3. Изучалось влияние взаимодействия нано-, микроточек на динамические характеристики намагниченности их массивов;
4. Изучалось 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 магнитоэлектронное 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. Экспериментальном исследовании 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.

**Работа была поддержана** грантами Российского фонда фундаментальных исследований № 16-32-00103 «Динамика магнитных вихрей в массивах наноточек»; Федеральный целевой проект №26 «Ферромагнитные пленочные микрочипы: 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”

**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.

### **КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ**

**Во введении** обоснована актуальность темы исследования. Кратко описано состояние решаемой проблемы на текущий момент. Сформулированы: научная новизна, цели, задачи и практическая значимость результатов исследования.

**Первая глава** содержит анализ литературы по теме диссертационного исследования. Описаны известные технологии получения и методы исследования магнитных свойств пленочных массивов нано-, микроточек. Описываются механизмы зарождения, движения и аннигиляции магнитного вихря, а также его различные метастабильные состояния. Описаны методы теоретического описания поведения намагниченности на основе уравнений Ландау-Лившица-Гилберта и Тиля [3,4]. Описаны методы наблюдения и управления киральностью вихря и полярностью ядра в гигагерцовом и субгигагерцовом диапазоне частот.

**Вторая глава** посвящена описанию оборудования и методик получения и исследования ферромагнитных нанодисков, а также структурным и магнитным исследованиям полученных образцов. Для изготовления массивов нано-, микроточек и измерений было использовано следующее оборудование:

1. Для литографии использовалась установка совмещения и экспонирования ЭМ-576 (Создание штампа для взрывной литографии)
2. Лабораторная модифицированная установка вакуумного термического напыления УВН-2М-2 (Напыление пленок)
3. Установка энергодисперсионного микроанализа Hitachi TM-3030 (Определение состава полученных образцов)
4. Электронный микроскоп Hitachi FB2100 (Определение толщины образцов)
5. Сканирующий зондовый силовой микроскоп Veeco MultiMode NanoScope IIIa SPM (Определение морфологии и магнитной структуры)
6. Сканирующая установка меридионального оптического эффекта Керра NanoMOKE-2 (Получение петель гистерезиса)
7. Векторный анализатор цепей Rohde & Schwarz (ZVK) (Определение АЧХ резонаторов)

Используемые методы:

1. Метод широкополосного ферромагнитного резонанса на основе согласованного компланарного волновода (Изучение гиротропных режимов движения магнитных вихрей в массивах нано-, микроточек во внешнем поле)
2. Метод узкополосного ферромагнитного резонанса на основе компланарного микрополоскового резонатора (Исследование влияния междискового взаимодействия)

Также в этой главе представлены результаты магнитно-силовой микроскопии (МСМ) полученных образцов в виде массивов пермалловых нано-, микроточек (рисунок 1) и дана интерпретация этих изображений.



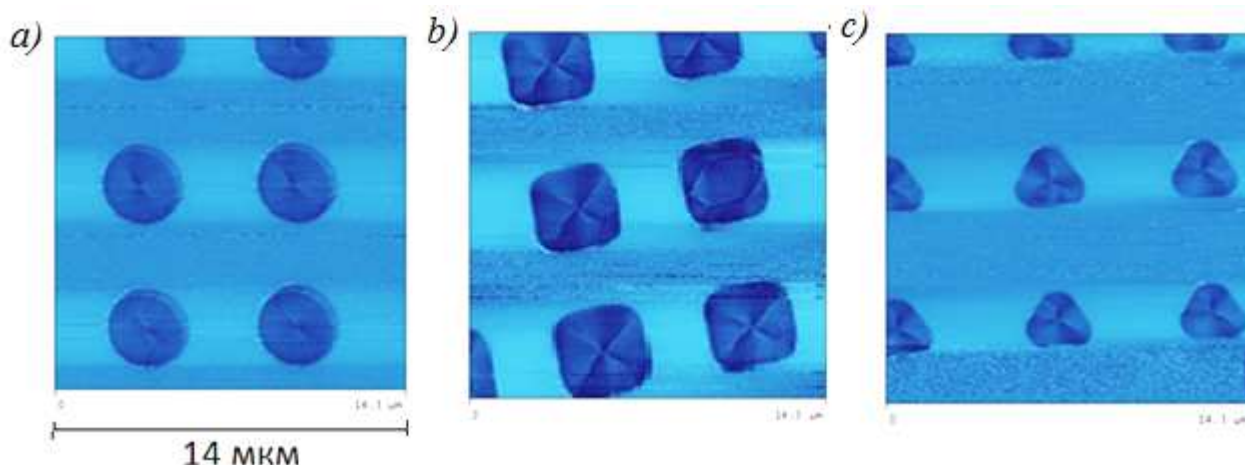


Рисунок 1. МСМ изображения массивов (а)-круглых (b)-квадратных (с)-треугольных пермаллоиевых нано-, микроточек.

Показано, что для элементов в форме цилиндра диаметром 5 мкм и 3 мкм, толщиной 100 нм, возникает устойчивая равновесная структура магнитного вихря с центральным ядром. Для квадратных элементов равновесной является структура с замкнутым магнитным потоком из четырёх доменов с намагниченностью, ориентированной вдоль прилегающей стороны квадрата, разделённых 90-градусными неелевскими границами и с ядром в центре. Эта структура является равновесной и устойчивой для всех полученных размеров элемента. В случае треугольных нано-, микроточек также формируется квазивихрь с ядром, при этом доменные границы имеют угол в  $120^\circ$ .

**Третья глава** посвящена резонансным исследованиям полученных образцов.

Характерные частоты вращения ядра вихря зависят от многих факторов: намагниченности насыщения материала, его геометрических размеров, формы, внешнего поля и т. д., и составляют порядка нескольких сотен мегагерц.

В эксперименте, описанном в этой главе, исследовались резонансные свойства нано-, микроточек из пермаллоя  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ . Массив ( $4 \times 4 \text{ мм}^2$ ) дисков радиусом  $R = 1,5 \text{ мкм}$  был изготовлен методом прямой фотолитографии из сплошной поликристаллической пленки толщиной 100 нм. Тем же методом был изготовлен массив квадратных элементов с длиной стороны  $a = 1,5 \text{ мкм}$  и толщиной 65 нм.

Исследования проводились с использованием компланарного волновода с центральной линией, шириной  $100 \text{ мкм}$ , нагруженного на волновое сопротивление  $50 \text{ }\Omega$ . 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  $H = 12$  kOe). Регистрировались дифференциальные кривые поглощения (с использованием модулирующего поля амплитудой  $H_m=60$  Oe, направленного вдоль поля  $H$ ). Детектированный сигнал с компланарного волновода усиливался селективным усилителем на частоте модуляции и подавался на вход синхронного детектора.

Важно заметить, что кроме относительно низкочастотных ( $\nu < 1$  ГГц) мод движения намагниченности в нанодисках разными авторами [5] предсказано существование более сложных траекторий движения вихря на скоростях соответствующих СВЧ диапазону. Для описания такого движения уравнение Тиля может быть представлено в виде:

$$\mathbf{G}_3 \times \ddot{\mathbf{v}} + \hat{\mu}_* \dot{\mathbf{v}} + \mathbf{G} \times \mathbf{v} + \nabla U + \hat{D} \mathbf{v} = 0 \quad (1)$$

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

В большинстве работ диссипативное слагаемое не принимают в расчет, считая его малым. 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 вид получаемых экспериментально резонансных кривых. Поэтому определение параметра  $D$  является актуальным. Также является вычислительной проблемой строгое определение коэффициентов  $G_3$  и  $\hat{\mu}_*$ . Параметры из (1) зависят от профиля функции распределения намагниченности в центре вихря  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ , для которой не удается получить строгое выражение.

Одной из задач этой главы была оценка параметра  $D$ . Выражение для параметра  $D$  в цилиндрической системе координат представлено в виде:

$$D = -\frac{\alpha M_s L}{\gamma} \int_0^R \left( \left( \frac{\partial \vartheta}{\partial \rho} \right)^2 - \frac{1}{\rho^2} \sin^2(\vartheta) \right) \rho d\rho. [5,6] \quad (2)$$

Где  $\gamma$  — гиромагнитное соотношение,  $\alpha$  — параметр затухания,  $M_s$  — намагниченность насыщения,  $\vartheta$  — полярный угол намагниченности, отсчитываемый от перпендикуляра к плоскости магнетика  $L$  —толщина магнетика, которая много меньше его радиуса  $R$ . Малость  $L$  позволяет считать, что в направлении, перпендикулярном плоскости магнетика намагниченность не меняется. Для расчета  $D$  нами предложена функция распределения намагниченности в вихре в виде

$$m_z(r) = \cos(v(r)) = \frac{(1-h)\exp\left(-0.1\left(\frac{r}{1+h}\right)^2\right)}{1+0.6\left(\frac{r}{1+h}\right)^2} + h \quad (3)$$

Здесь  $r = \rho/\delta_0$  — безразмерная радиальная координата,  $h = H/(4\pi M_s)$  — безразмерное магнитное поле. Это распределение наиболее близко совпадает с полученным численно решением уравнения Ландау-Лившица для распределения намагниченности в магнитном вихре. В результате расчетов была получена кривая, показанная на рисунке 2 сплошной линией в сравнении с данными из [6], полученными с помощью численного моделирования.

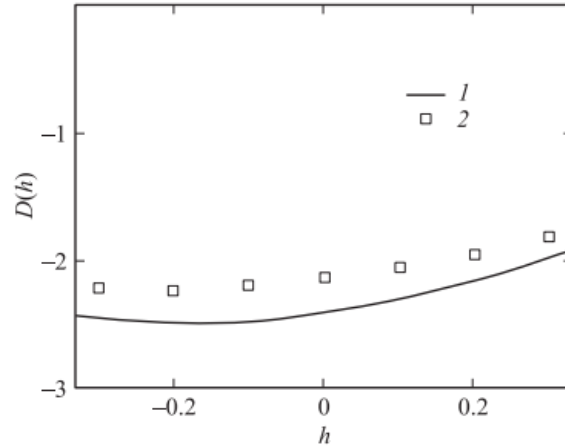


Рисунок 2. Зависимость коэффициента диссипации  $D$  от внешнего магнитного поля  $h$ . 1 — расчет по формуле (2), 2 — результаты моделирования на основе уравнения Ландау-Лившица из [6]. По вертикальной оси отложен параметр затухания в единицах  $\times 10^{-11}$  erg · s/cm<sup>2</sup>.

Далее рассмотрено движение вихря с учетом инерционного коэффициента. Массу ядра можно оценить как сумму  $\mu = \mu_c + \mu_p$ . Здесь  $\mu_c$  - масса ядра,  $\mu_p$  - эффективная масса периферии магнитного вихря [7]:  $\mu_p \approx \frac{\pi^2 L}{2\gamma^2} \ln\left(\frac{R}{\delta_0}\right)$ , где  $\delta_0 = \sqrt{A/(H_a M_s)}$ . Массу ядра можно оценить как произведение поверхностной плотности на площадь боковой поверхности границы ядра вихря [8]  $\mu_c \approx \frac{1}{\gamma^2 \delta_0} 2\pi \delta_0 L \approx \frac{2\pi L}{\gamma^2}$ .

Эффективный коэффициент жесткости магнитной подсистемы может быть представлен в виде [9,10]  $k = \frac{40}{9} \frac{\pi M_s^2 L^2}{R} (1 - h^2)$ .

Тогда в результате решения уравнения (1) для угловой скорости движения вихря получим:

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

Где  $f(h) = \int_0^R \left[ \frac{\rho(m_z^2)}{1-m_z^2} - \frac{1}{\rho} (1-m_z^2) \right] d\rho$ , здесь введено обозначение:  $l = L/R$ .

На рисунке 3 показана зависимость резонансной частоты от поля  $h$  для круглых элементов массива.

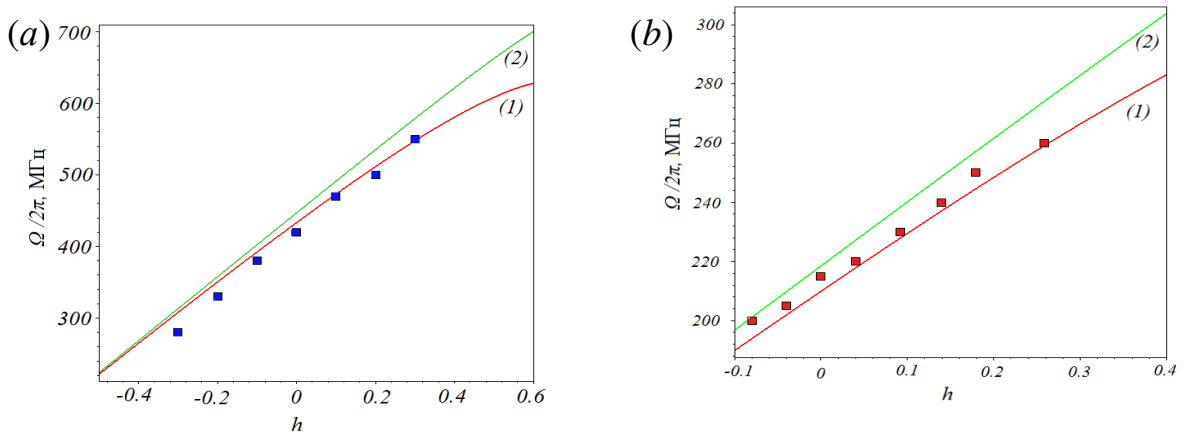


Рисунок 3. Зависимость резонансной частоты  $\Omega/2\pi$  ( $h$ ): (a) для круглого диска из пермаллоя при  $l = 100$  нм,  $R = 500$  нм, результаты микромагнитного моделирования из работы [11] показаны точками, сплошные графики — аналитический расчет с учетом (1) и без учета (2) массы, (b) экспериментальный результат для квадратного элемента из пермаллоя при  $l = 65$  нм, с длиной стороны  $a = 1500$  нм, сплошные графики — аналитический расчет с учетом (1) и без учета (2) массы

**В четвертой главе** рассмотрено влияние взаимодействия между элементами на динамические свойства намагниченности массива.

В первом параграфе показано, что магнитостатические поля со стороны элементов массива недостаточны для изменения полярности и киральности. Действительно, величина поля, по нашим оценкам в центре элемента не превышает по порядку величины:  $H_{\max} = \frac{\mu_0 M_s a^2 h}{4\pi b^3} \approx 10$  Ое. Но для перемещения ядра к краю элемента с последующим переключением необходимо порядка 30 Ое. Следовательно, переключение возможно только в режиме переменных полей.

Во втором параграфе рассмотрена коллективная динамика магнитных вихрей в массиве взаимодействующих нано-, микроточек. В экспериментах по

ФМР наличие взаимодействия привело к обнаружению мультиплетов на частотах, где изолированные нанодиски не обнаруживали расщепления.

Массив нанодисков был сформирован методом взрывной литографии из сплошной пленки, термическим напылением в высоком вакууме ( $10^{-5}$  Торр) 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  $250^{\circ}\text{C}$ ) 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.

Размер массива нанодисков составлял ( $4 \times 4 \text{ mm}^2$ ). Толщина шаблонной пленки и ее состав определялись методом энергодисперсионного микроанализа и электронной микроскопии. Толщина наноточек в получившемся массиве  $L=100$  нм, радиус  $R=1,5$  мкм. Перед напылением пермаллоя на подложку с термостойким фотрезистом осаждался подслоем Ti толщиной 5 нм, улучшающий адгезионные свойства поверхности. Было определено время (330 с) и температура прогрева подложки ( $t=120^{\circ}\text{C}$ ), при котором достигается максимальная адгезия напыляемой пленки, но при этом еще не происходит задубливания фоторезиста.

Магнитная структура полученных образцов определялась методом магнитно-силовой микроскопии. На рисунке 4 направление киральности  $q = \pm 1$  определяется по распределению градиента магнитных сил, действующих на зонд кантилевера, и визуализируется градиентами цвета на изображении.

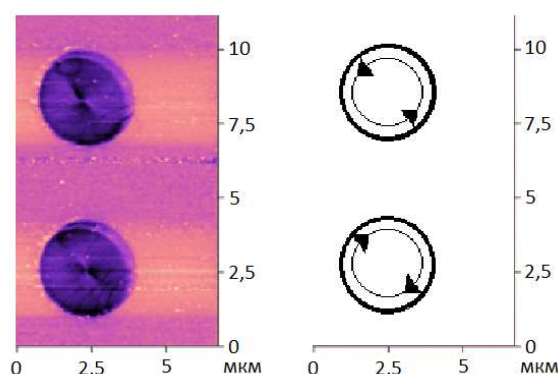


Рисунок 4. Магнитный контраст круглых элементов массива (слева) и соответствующее ей схематическое изображение направления киральности (справа)

Знак параметра  $q$  определяется направлением намагниченности вихря: по часовой стрелке или против нее. Магниторезонансные свойства массива наноточек исследовались методом узкополосного ферромагнитного резонанса при частоте 232, 346 и 415 МГц. Для этого были изготовлены короткозамкнутые четвертьволновые резонаторы с шириной центральной полосы 4 мм.

Схема резонатора для работы на частоте 232 МГц и его внешний вид представлена на рисунке 5.

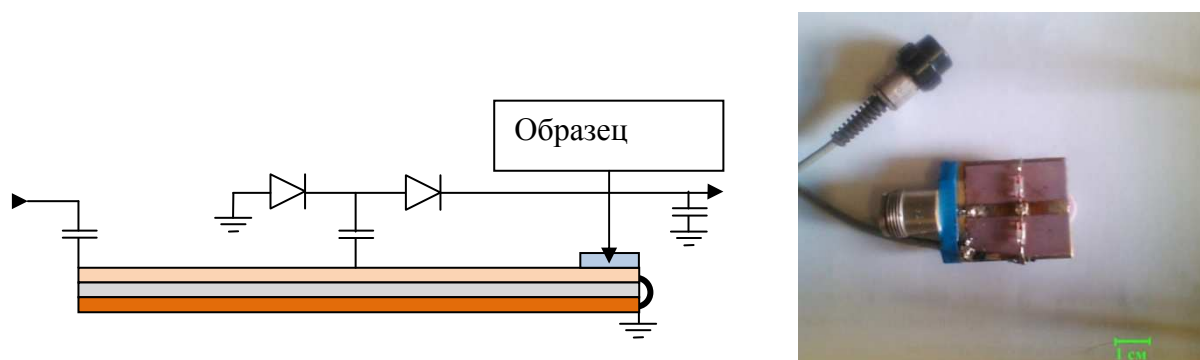


Рисунок 5. Схема измерительного микрополоскового резонатора с образцом и его внешний вид.

Образец помещался в пучность магнитного поля резонатора. Амплитуда переменного магнитного поля, приложенного параллельно плоскости пленки, соответствовала значению  $1 \approx 0e$ . Постоянное магнитное 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 включено перпендикулярно к поверхности пленки. Величина этого поля менялась в интервале от -5 до 5 kOe. В результате были получены дифференциальные кривые поглощения образца в зависимости от основного поля, характерный вид которых показан на рисунке 6.

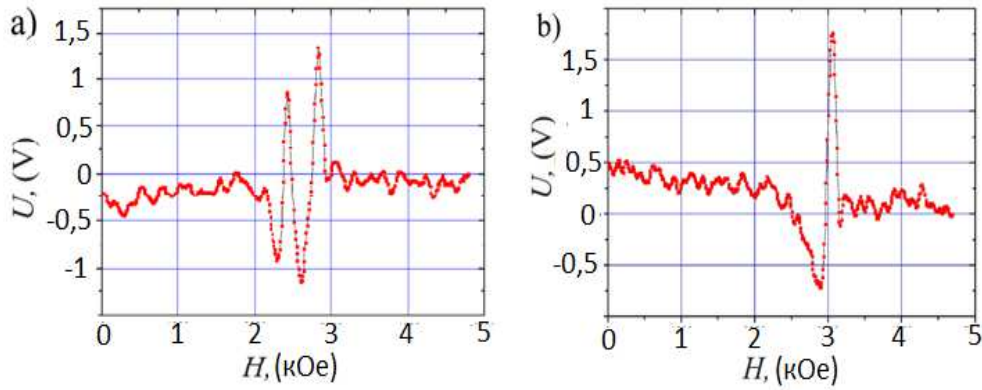


Рисунок 6. Дифференциальные кривые поглощения, полученные в эксперименте по ФМР на массиве наноточек диаметром 3 мкм на частоте 415 МГц. В случае расстояния между краями дисков: (а) 2 мкм (б) 4 мкм.

Немонотонность кривых поглощения говорит о наличии наложенных друг на друга резонансных кривых с незначительно отличающимися частотами. Фактически мы наблюдаем расщепление резонансной частоты гиротропного движения вихрей. Наличие расщепления объясняется магнитоэлектронным взаимодействием между элементами массива.

Далее приведено решение уравнения Тилля для элемента двумерного массива с учетом магнитоэлектронного взаимодействия. В приближении параболической потенциальной ямы  $U$  для возвращающей силы, действующей на ядро вихря можно записать:  $\nabla U = k\mathbf{r}$ , где  $k$  - эффективная жесткость магнитной подсистемы. В пренебрежении массой вихря, гировектором третьего порядка и затуханием уравнение (1) принимает вид:  $\mathbf{G} \times \mathbf{v} - k\mathbf{r} + \mathbf{F} = 0$

С использованием дипольного приближения была проведена оценка силы  $\mathbf{F}$  и получено биквадратное уравнение относительно неизвестной частоты вращения ядра  $\omega$ . Решение для мод резонансных движений имеет вид:

$$\omega^2 = -\frac{B}{2A} \pm \sqrt{\left(\frac{B}{2A}\right)^2 - \frac{C}{A}} \quad (5)$$

Где

$$A = G^2 G'^2$$

$$B = (G^2 + G'^2)(\kappa + \varepsilon S_0^{(1)})(\kappa + \varepsilon S_0^{(2)}) + 2GG'\varepsilon^2 S_e^{(1)} S_e^{(2)}$$

$$C = \left((\kappa + \varepsilon S_0^{(1)})^2 - \varepsilon^2 S_e^{(1)2}\right) \left((\kappa + \varepsilon S_0^{(2)})^2 - \varepsilon^2 S_e^{(2)2}\right)$$

Здесь введено обозначение  $G = qp \frac{2\pi M_s L}{\gamma} (1 - ph)$ ;  $G' = q'p' \frac{2\pi M_s L}{\gamma} (1 - p'h)$ ;  $\kappa = \frac{40}{9} \frac{\pi M_s^2 L^2}{R} (1 - h^2)$ ;  $\varepsilon = \frac{\mu_0 M^2}{\pi R_0^2 d^3}$ ;  $S_e$  - сумма от произведения гармоник по нечетным элементам массива, а  $S_o$ - по четным.

В предельном случае  $d \gg R$ , когда нет взаимодействия между дисками, выражение (5) дает хорошо известный результат для частоты гиротропного движения ядра в изолированном диске: и  $\Omega_0 = \kappa/G$  и  $\Omega'_0 = \kappa/G'$  [12]. В зависимости от сочетания параметров  $q, q', p$  и  $p'$  реализуются четыре сценария коллективных вращений ядер с соответствующими частотами (5). Наличие мультиплета в нулевом внешнем поле было предсказано в работе [13] и частично подтверждено в эксперименте [14], 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  $q$  рассмотренные нами выше. Действительно, могут быть реализованы более сложные варианты с несколькими подряд расположенными дисками (островки) с одинаковыми  $p$  и/или  $q$  или любые другие сочетания. Предположим, что поглощаемая мощность определяется характерной резонансной формулой:

$$P(\omega, h) \sim \frac{\rho_i \omega \Gamma(h)}{(\omega^2 - \omega_i(h)^2)^2 + 4\omega^2 \Gamma(h)^2} \quad (6)$$

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. Считаем, что полная поглощаемая мощность при фиксированной частоте экспериментальной установки является суммой слагаемых с различными  $\omega_i(h)$ , соответствующим разным сочетаниям полярности и киральности.

На рисунке 7 (b) показаны в сравнении интегральная кривая поглощения, полученная из результатов эксперимента (a) в сравнении с теоретической кривой, полученной с помощью выражения (6) в длинноволновом пределе ( $k_x, k_y \rightarrow 0$ ).



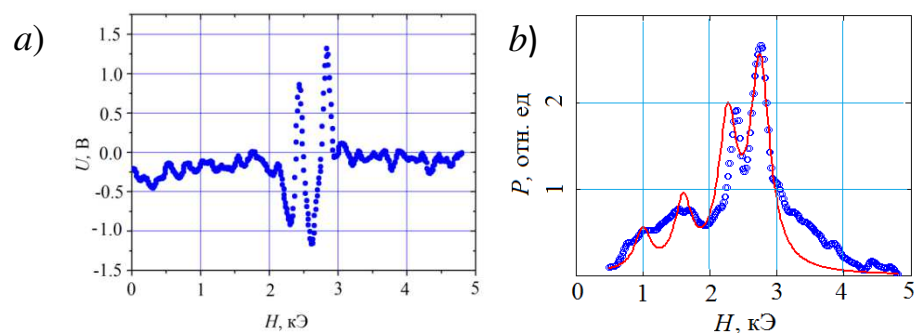


Рисунок 7. Экспериментальная дифференциальная кривая поглощения, полученная для массива нанодисков (рисунок (a)). Интегральная резонансная кривая по результатам эксперимента (показана точками на рисунке (b)) в сравнении с оценочным расчетом (б).

Поскольку совпадение удовлетворительное, можно считать, что за снятие вырождения основной частоты ответственно магнитостатическое взаимодействие между нанодисками. Наличие близко расположенных пиков поглощения связано со снятием вырождения резонансной частоты из-за влияния междискового магнитостатического взаимодействия. Расчетное значение максимальной величины расщепления по полю из формулы в длинноволновом пределе составляет порядок  $\Delta h = \Delta H / (4\pi M_S) \approx 0.2$ . Это дает удовлетворительное согласие с экспериментальными данными из рисунка 7 (a).

Далее рассмотрен эффект влияния постоянного поля, приложенного в плоскости образца на частоту гиротропного движения ядра магнитного вихря. Магниторезонансные свойства массивов круглых и квадратных элементов исследовались методом узкополосного ферромагнитного резонанса на частоте 346 МГц. Для этого был изготовлен короткозамкнутый четвертьволновой резонатор с шириной центральной полосы 4 мм. Образец помещался в пучность магнитного поля резонатора и поворачивался на угол до  $1,3^\circ$  по отношению к постоянному полю. Амплитуда высокочастотного поля, приложенного параллельно плоскости пленки, соответствовала значению  $1 \approx 0\text{e}$ . Постоянное поле прикладывалось перпендикулярно плоскости волновода (основное поле). Сигнал с образца усиливался селективным усилителем на частоте модуляции  $\approx 1\text{ kHz}$  и подавался на синхронный детектор. В эксперименте основное поле было включено перпендикулярно поверхности пленки. Величина этого поля менялась до 7 кОе. В результате были получены зависимости плоскостной составляющей от величины основного поля, которые показаны на рисунке 8.

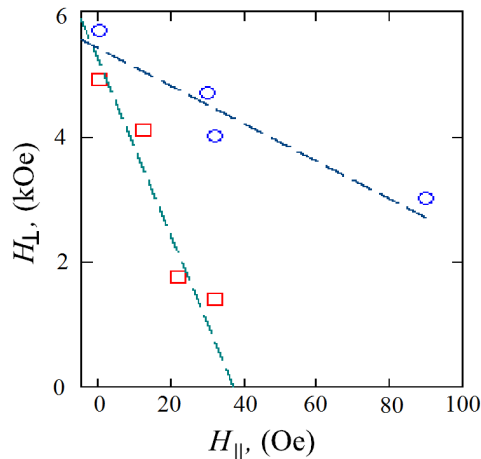


Рисунок 8. Экспериментально полученные графики зависимости поля резонанса от плоскостной составляющей магнитного поля, приложенного в плоскости образца, где круглые точки соответствуют круглым элементам, а квадратные - квадратным.

Для качественного объяснения наблюдаемой зависимости основного поля от планарного поля, рассмотрена упрощенная модель движения жесткого магнитного вихря в круглом и квадратном образцах. В этой модели считается, что при смещении ядра, функция распределения  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$  не меняется. При определенных соотношениях размера ядра вихря и радиуса нанодиска это допустимо для небольших смещений [15]. В этом случае на боковой поверхности элемента возникают магнитостатические заряды, взаимодействующие между собой и зарядами других элементов. Возникает 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. Перпендикулярная к поверхности составляющая намагниченности численно равна поверхностной плотности заряда:  $\sigma(\beta) = M_{\rho}(R, \beta)$ ,  $\beta$ -азимутальный угол направления на элемент поверхности.

Для определения прироста энергии была вычислена функция распределения поверхностных зарядов, возникающих при смещении ядра магнитного вихря. После записи энергии взаимодействия поверхностных зарядов, разбиения поверхности на малые площадки и последующего интегрирования полная энергия с хорошей точностью запишется как:

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

Здесь  $x, y$  - координаты центра вихря. Удвоенное значение коэффициента перед размерным множителем  $(x^2 + y^2)$  можно считать коэффициентом квазиупругой силы, испытываемой вихрем при смещении его из центра диска:  $\kappa = \frac{\mu_0 M_S^2 h^2}{2\pi R}$ .

Аналогичная оценка энергии была проведена и для элементов квадратной формы. Результаты численного расчета энергии в этом случае хорошо аппроксимируются функцией вида

$$W_b = -5 \frac{\mu_0 M_s^2 h^2 L}{\pi} \left( \left( \frac{x}{L} \right)^2 - \frac{1}{4} \right) \left( \left( \frac{y}{L} \right)^2 - \frac{1}{4} \right) \quad (7)$$

Безразмерная часть этой энергии показана на рисунке 9.

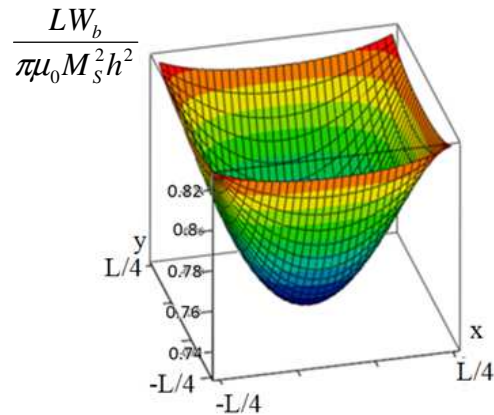


Рисунок 9. Профиль потенциальной энергии квадратной наноточки.

Траектория движения ядра вихря в квадратной наноточке показана на рисунке 10. При наличии постоянной составляющей силы в плоскости магнетика ядро вихря смещается из центра и оказывается в области потенциала с меньшим значением коэффициента квазижесткости. Это следует из выражения (7).

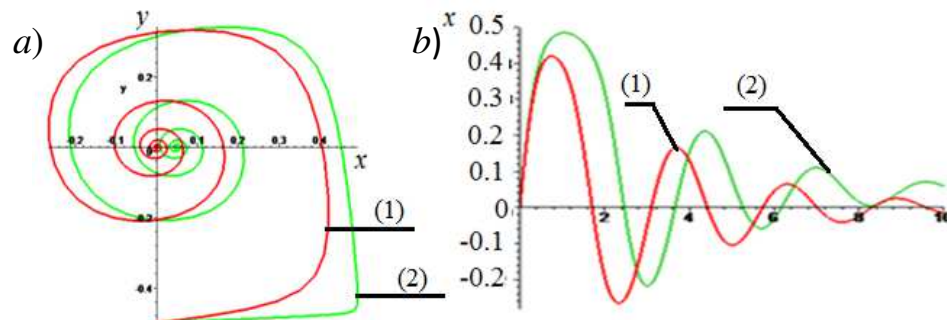


Рисунок 10. Характерная траектория ядра магнитного вихря (a) и зависимость координаты ядра от времени (b) в квадратной наноточке. При отсутствии плоскостного поля кривая (1), при наличии плоскостного поля кривая (2).

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.

В **заключении** сформулированы основные выводы данной работы.

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.

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, поддержку на всех этапах работы над диссертацией.

### Список основных публикаций по теме диссертации:

1. Vladimir S. Prokopenko, Petr D. Kim, Vitaly A. Orlov, Boris V. Vasiliev, Dmitry K. Vovk, Sergey E. Zatsupilin, 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.
7. P. D. Kim, V. S. Prokopenko, V.Ya. Prinz, V. A. Orlov, R. Yu. Rudenko, D. K. Vovk, S. E. Zatsupilin and T. V. Rudenko. Resonance Frequencies of the Magnetic Vortices in Films // **Functional Materials : abstrtacts of Interntional conference / – Ukraine, Crimea, Yalta, Haspra.** – 2013. - P. 306.
8. V. S. Prokopenko, P. D. Kim, V. A. Orlov, B. V. Vasil'ev, D. K. Vovk, S. E. Zatsupilin, and R. Yu. Rudenko. On Switching the Chirality of Square Permalloy Microspots, // **Functional Materials : abstrtacts of Interntional conference / – Ukraine, Crimea, Yalta, Haspra.** – 2013. - P. 152.
9. 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.

10. 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.
11. 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.
12. 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
13. 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 цитируемой литературы:**

1. Fontana R. E., Hetzler S. R. Magnetic memories: Memory hierarchy and processing perspectives // Journal of Applied Physics. - 2006. – Vol. 99. - 08N902
2. 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
3. A.A.Thiele, Steady-State Motion of Magnetic Domains // Physical Review Letters., - 1973 - Vol. 30. – P. 230
4. 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

5. B.A. Ivanov, H.J. Schnitzer, F.G. Mertens, G.M. Wysin. Magnon modes and magnon-vortex scattering in two-dimensional easy-plane ferromagnets // *Physical Review B*. – 1998. – Vol. 58. - 13. - P. 8464
6. 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
7. 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>
8. А. Хуберт. Теория доменных стенок в упорядоченных средах. / Мир, М. – 1977. 308 с
9. 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
10. 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
11. 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
12. Guslienko K. Y. and Novosad V. Vortex state stability in soft magnetic cylindrical nanodots // *Journal of Applied Physics*. – 2004. – Vol. 96. – P. 4451
13. Shibata J., Shigeto K. and Otani Y., Dynamics of magnetostatically coupled vortices in magnetic nanodisks // *Physical Review B*. – 2003. - Vol. 67. – P. 224404
14. A. Vogel, A. Drews, T. Kamionka, M. Bolte and G. Meier, Influence of Dipolar Interaction on Vortex Dynamics in Arrays of Ferromagnetic Disks // *Physical review letters*. - 2010 - Vol. 105, - P. 037201
15. 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



Подписано к печати

Формат  $60 \times 85/16$ , усл. печ. л. 1,2.

Тираж 70 экз. Заказ №\_\_.

Отпечатано в типографии Институт физики им. Л.В. Киренского  
Федеральный исследовательский центр Красноярский научный центр  
Сибирского отделения Российской академии наук. 660036, Красноярск,  
Академгородок, 50/38, ИФ СО РАН