

На правах рукописи



Орлов Виталий Александрович

**Энергетический рельеф,
закрепление и движение
топологических магнитных солитонов
в одномерных и двумерных массивах
взаимодействующих магнитных
наноэлементов**

1.3.12. Физика магнитных явлений

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико–математических наук

Красноярск – 2024

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

Официальные оппоненты:

Горнаков Владимир Степанович, доктор физико-математических наук, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипяна Российской академии наук, главный научный сотрудник.

Екомасов Евгений Григорьевич, доктор физико-математических наук, профессор, Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Уфимский университет науки и технологий», профессор.

Усеинов Ниязбек Хамзович, доктор физико-математических наук, доцент, Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Казанский (Приволжский) федеральный университет», доцент.

Ведущая организация:

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина».

Защита состоится « 4 » октября 2024 г. в 14.30 на заседании диссертационного совета 24.1.228.01 в ИФ СО РАН, по адресу: 660036, Красноярский край, г. Красноярск, Академгородок, 50, стр. 38.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФ СО РАН и в сети по адресу <http://kirensky.ru>

Автореферат разослан « » июня 2024 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,
доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник



Втюрин Александр Николаевич

Общая характеристика работы

Актуальность темы

Исследование магнитных свойств магнетиков с низкомерными неоднородностями, таких как проволоки, ленты, пленки, уединенные микро- и наночастицы и их массивы имеет уже достаточно длительную историю. Академический интерес связан с уникальными свойствами, присущими таким системам, которые могут существенно отличаться от массивных образцов.

Последние два десятилетия нанопроволоки, наноленты, нанодиски привлекают внимание исследователей из-за потенциальной возможности использования в различных отраслях: от биомедицинских приложений до устройств спинтроники нового поколения. В частности, в медицине особое внимание к наноразмерным магнитным образцам приковано в контексте использования их в качестве: "умного наноскальпеля" в области микрохирургии при борьбе со злокачественными образованиями или носителя лекарственных средств для адресной доставки к пораженным тканям [1-4].

Другое перспективное применение низкомерных магнитных систем – основа для носителей информации (элементы энергонезависимой памяти) нового поколения [5-8]. Здесь особое внимание уделяется проволокам и лентам с особым состоянием магнитной структуры содержащей магнитные возбуждения в виде магнитных вихрей/скирмионов [9,10].

При определенных условиях вихревому состоянию намагниченности свойственна устойчивость [11-15]. Это позволяет отождествлять состояние бита информации с магнитным состоянием вихря.

Перечисленными отраслями перспективы применения магнитных систем наноразмерного диапазона не ограничиваются. В частности, оправдан интерес к наноразмерным объектам в контексте проектирования разнообразных датчиков полей [16], элементов компьютерной логики и прочих устройств спинтроники [9,17-20].

Новый толчок процесс изучения наномангнетиков получил после фактически прорывного развития технологий изготовления функциональных магнитных наноточек, нанолент, нанопроволок и экспериментального инструментария для исследования их магнитных свойств [21]. В настоящий момент развитые методы позволяют синтезировать как отдельные наноразмерные элементы, так и их массивы практически произвольной формы нанометрового

диапазона [22].

Не отстают в темпах совершенствования и методы исследования как статических, так и динамических магнитных свойств таких объектов [23-25]. Особое внимание уделяется исследованию магнитных характеристик и процессов перемагничивания нанолент/нанопроволок – протяженных объектам с субмикронными диаметром/толщиной, наноточек – цилиндров с сечением разной формы и субмикронными линейными размерами и их массивам.

В силу разных причин распространенным методом исследования статических и динамических свойств наномagnetиков стало компьютерное моделирование [26-30]. Это в немалой степени связано с появлением удобных программных продуктов, позволяющих фактически визуализировать процессы эволюции намагниченности, подтвердить или опровергнуть теоретические предположения, предсказать не очевидные свойства объектов.

Не смотря на обширный спектр работ, посвященных изучению низкоммерных магнитных систем и их практическому применению, остается множество нерешенных проблем, связанных с пониманием процессов, приводящих к изменению их магнитного состояния. Т. е. изучение наноразмерных объектов имеет не только практическое, но и фундаментальное значение. Поэтому, наряду с экспериментальными исследованиями, важное значение имеют теоретические подходы и развитие математического формализма, позволяющих продвинуться в понимании процессов, протекающих в магнетиках наноразмерного диапазона.

Например, среди обширного класса задач, решение которых требует теоретического обоснования, можно выделить проблемы: исследование условий устойчивости неоднородностей намагниченности разных типов, изучение характера взаимодействия магнитных вихревых неоднородностей со структурными дефектами и между собой, изучения особенностей движения вихрей в поле дефектов, особенности резонансного поведения низкоммерных образцов различных формфакторов в переменных полях с учетом межчастичного взаимодействия и пр.

Для ответов на эти и многие другие вопросы кроме эксперимента исследователи прибегают к численным методам, но наиболее ценным является решение задач аналитическими методами, которые способствуют дополнению и уточнению теорий. Трудности аналитического описания магнитных свойств

таких магнетиков связаны как с нетривиальной математикой, описывающей магнитные взаимодействия даже на феноменологическом уровне, так и со сложной реальной структурой наноразмерных магнитных систем, в частности, связанной со структурными и магнитными неоднородностями разного типа, многофазностью, дефектами и пр.

Заметный успех в изучении статических и динамических магнитных свойств, понимании процессов, протекающих при перемагничивании наноразмерных объектов, позволяет надеяться скорейший технологический прорыв в областях, связанных с нанoeлектроникой, медициной, космической отраслью и пр.

Цели исследования

С использованием теоретических подходов выявить закономерности в процессах пиннинга и движения топологических магнитных солитонов в одномерных и двумерных массивах взаимодействующих наноэлементов

Основные задачи

1. Рассчитать параметры эффективной магнитной анизотропии стохастических магнитных доменов. Выявить роль и влияние магнитостатического взаимодействия на процесс образования и свойства стохастической магнитной структуры в одномерных цепочках кристаллитов со случайной магнитной анизотропией.
2. Показать расчетами связь параметров структурных неоднородностей со статистическими свойствами силы, закрепляющей доменные стенки и топологические солитоны (распределение длин скачков Баркгаузена, распределение и среднее значение максимальной силы закрепления) и магнитными свойствами цепочки кристаллитов: распределение восприимчивости, коэрцитивность, начальная кривая намагничивания. В модели одномерной цепочки рассчитать и сравнить коэрцитивность двух механизмов закрепления доменных стенок: (а) на неоднородностях магнитной анизотропии, (б) на неоднородностях полей рассеяния.
3. Рассчитать спектры коллективных колебаний вихревых магнитных солитонов в конечных одномерных массивах взаимодействующих наноэлементов и законы дисперсии в бесконечных, одномерных и двумерных

массивах взаимодействующих наноэлементов разной формы с произвольным распределением полярности/завихренности.

4. Расчет законов движения вихревых магнитных солитонов в поле точечных и линейных структурных дефектов.
5. На основе модели термоактивированного движения магнитных солитонов как частиц в случайном поле неоднородностей рассчитать функцию распределение ядер вихрей по координатам в зависимости от времени, среднюю скорость дрейфа, коэффициент диффузии.

Научная новизна и практическая значимость

Полученные аналитические выражения для эффективных магнитных параметров стохастической магнитной структуры поликристаллических систем (эффективная константа анизотропии стохастического домена, его размер, распределение направлений эффективных осей анизотропии) учитывают в совокупности флуктуации констант и направлений осей магнитной анизотропии, размеры зерен. Дано теоретическое обоснование существованию стохастических магнитных доменов в магнитных системах, где частицы взаимодействуют магнитостатически в отсутствие обменной связи между ними.

Предлагаемые теоретические методы позволяют в аналитических расчетах и компьютерном моделировании учесть комплекс факторов, влияющих на процесс пиннинга/депиннинга магнитных солитонов в случайно неоднородных системах: флуктуации поля локальной магнитной анизотропии, флуктуации полей рассеяния, намагниченности насыщения и пр. Так же, связать свойства профиля силы, закрепляющей магнитные солитоны, с параметрами структурных неоднородностей, что позволяет точнее интерпретировать экспериментальные данные.

Исследование статистических свойств микроскачков Баркгаузена (и прочих статистических параметров рельефа закрепляющей силы) позволяет решить обратную задачу: по характеру распределения этих параметров имеется потенциальная возможность восстановить детальную информацию о силовом рельефе, и, следовательно, о механизме пиннинга.

Описание движения магнитных солитонов с вихревой структурой намагниченности (в том числе термоактивированного) в поле дефектов с учетом слагаемых высших порядков в уравнении движения позволило дать теоре-

тическое толкование особенностям траектории ядер магнитных солитонов. В частности, аналитически описаны явления: захвата/отражения ядер вихревых солитонов дефектами, циклический характер движения ядер вблизи линейных дефектов. Полученные аналитические выражения, описывающие эти процессы, имеет важное значение для организации управляемого движения солитонов в контексте проектирования различных устройств спинтроники.

Полученные выражения для законов дисперсии коллективного гиротропного движения магнитных вихрей в упорядоченных конечных и бесконечных массивах позволяют рассчитать резонансные частоты и параметры затухания таких систем для случаев произвольного распределения полярностей и завихренностей намагниченности солитонов и разных форм наноэлементов.

В целом, результаты расчетов, представленные в настоящей работе могут иметь практическую ценность при проектировании устройств с заранее заданными свойствами на основе магнитных элементов наноразмерного диапазона и/или их массивов: устройства энергонезависимой памяти, датчики полей и пр.

Положения, выносимые на защиту:

1. В одномерном массиве магнитных наноэлементов, распределение намагниченности которого определяется магнитостатической энергией, обменным взаимодействием и случайной локальной анизотропией имеет место иерархия характерных масштабных длин: размер элемента, ширина доменной стенки и размер стохастического домена (корреляционная длина намагниченности). Перечисленные характерные длины проявляют себя в спектре профиля закрепляющей силы, в котором движется доменная стенка.
2. В случае, когда, обменное взаимодействие в одномерном массиве магнитных наноэлементов пренебрежимо мало, роль упорядочивающего фактора играет магнитостатическое взаимодействие между кристаллитами, которое совместно со случайной локальной анизотропией ответственно за возникновение стохастической магнитной структуры.
3. На основе теории случайных выбросов получены выражения, связывающие восприимчивость и коэрцитивную силу в одномерном массиве магнитных наноэлементов с его длиной и дисперсией силы, закрепляющей

доменную стенку. Эти выражения могут быть использованы для интерпретации экспериментальных данных по восприимчивости и коэрцитивной силе в магнитных нанонитях, при учете флуктуаций их локальной магнитной анизотропии или флуктуации полей рассеяния.

4. В модели термоактивированного одномерного движения магнитного солитона (ядра вихря, доменной стенки), как движения частицы в случайном поле дефектов, средняя скорость магнитных солитонов и коэффициент диффузии существенно зависят от вида функции распределения высот энергетических барьеров. Для распределений типа: (а) высоты не флуктуируют (б) высоты распределены равномерно, (в) высоты распределены по нормальному закону, при заданной энергии тепловых флуктуаций меньшей либо сопоставимой со средней высотой барьера скорость движения частицы изменяется в сторону уменьшения в последовательности (а), (б), (в). Коэффициент диффузии является немонотонной функцией в зависимости от дисперсии энергии активации. Функция имеет максимум, положение которого зависит от функции распределения энергии активации.
5. В конечных системах элементов с различными сочетаниями полярности и завихренности ядер вихрей: (а) два вихря в двух параллельно ориентированных нанолентах, (б) пять вихрей в цепочке из пяти дисков, модель "жесткого" вихря удовлетворительно описывает траекторию движения ядер вихрей и спектр частот нормальных мод наблюдаемые в эксперименте и моделировании
6. В бесконечных квадратных массивах наноэлементов с вихревым распределением намагниченности, форма элементов существенно влияет на спектр резонансных частот коллективных колебаний ядер вихрей. В бесконечных массивах нанолент возможна реализация коллективного гиротропного движения с одновременным дрейфом цепочки вихрей вдоль длинной оси элементов.
7. В бесконечном квадратном массиве цилиндров, состоящих из двух слоев с вихревой намагниченностью, разделенных немагнитной прослойкой, в зависимости от сочетания полярностей и завихренностей в слоях индивидуального элемента может реализовываться эффективное межчастичное

взаимодействие дипольного или квадрупольного типа.

8. Закон движения вихревого магнитного солитона как частицы вблизи точечного и протяженного дефектов структуры зависит от типа дефекта (неоднородность локальной анизотропии, граница между фазами с различающимися магнитными параметрами) и полярностью/завихренностью ядра вихря. Это свойство позволяет производить координатную селекцию вихревых солитонов по признаку сочетания полярности/завихренности. В зависимости от типа дефекта и магнитного состояния ядра вихря может реализоваться, как захват вихря дефектом, так и отражение от него. Учет в уравнении движения слагаемых, содержащих массу и гировектор третьего порядка, существенно влияет на траекторию ядра вихря вблизи линейных дефектов, которая в общем случае представляет собой наложение поступательного и циклического движения с двумя модами.

Апробация работы

Результаты исследования представлены и обсуждались на конференциях и симпозиумах:

4-я Международная конференция молодых ученых и студентов "Актуальные проблемы современной науки" (Самара 2003), Международная зимняя школа физиков-теоретиков "Коуровка" (2004, 2010, 2012, 2016, 2018), Всероссийская конференция по наноматериалам НАНО- (2009, 2011, 2012), Международная конференция "Новое в магнетизме и магнитных материалах", (Москва 2009), Euro-Asian Symposium "Trends in MAGnetism" EASTMAG (2010, 2016, 2019, 2022), Магнитные Материалы. Новые Технологии. Байкальская международная конференция (2012, 2014, 2016, 2018), "Functional Materials - 2013" (Yalta, Haspra 2013), Международный междисциплинарный симпозиум "Физика низкомерных систем и поверхностей" Low Dimentional Systems (LDS-5) (Ростов-на-Дону 2016), Системы связи и радионавигации. V Всероссийская научно-практическая конференция (Красноярск 2018), Международная конференция с элементами научной школы для молодежи "Функциональные наноматериалы и высокочистые вещества" (Суздаль 2020), Наноп физика и наноэлектроника. Международный симпозиум (Нижний Новгород 2021, 2022). Конференция с международным участием "Енисейская теплофизика" (Красноярск 2023).

Публикации

Результаты диссертации опубликованы в 34 статьях [A1-A34], 33 работы в журналах, рекомендуемых ВАК РФ для публикации материалов докторских диссертаций: "Physica Status Solidi B", "Журнал экспериментальной и теоретической физики", "IEEE Transaction on Magnetism", "The European Physical Journal B", "Математическое моделирование", "Journal of Magnetism and Magnetic Materials", "Journal of Siberian Federal University. Mathematics and Physics", "Физика металлов и металловедение", "Физика твердого тела", "Solid State Phenomena", "Журнал технической физики", "Доклады академии наук".

Личный вклад автора

Все изложенные в диссертации оригинальные результаты получены автором, либо при его непосредственном участии. Автор определял направления исследований, формулировал задачи. Большая часть аналитических расчётов, создание и отладка компьютерных программ, сравнение с экспериментальными результатами, выполнены лично автором. Изготовление образцов и измерения реализованы при участии Р. Ю. Руденко, А. В. Лукьяненко, В. Ю. Яковчука, В. А. Комарова, А. В. Кобякова. Обсуждение результатов проходило совместно с А. А. Ивановым, В. С. Прокопенко, П. Д. Кимом, Г. С. Патриным.

Структура и объем работы

Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения и списка литературы. Общий объем составляет 355 страниц, включая 143 иллюстрации, 7 таблиц, список литературы состоит из 414 наименований.

Основное содержание работы

Во введении обоснована актуальность выбранной темы, сформулированы цель, задачи и положения диссертационной работы, выносимые на защиту. Отмечены новизна, научное и практическое значения, приведены сведения об апробации работы, личном вкладе автора, структуре и содержании диссертации.

В первой главе, носящей обзорный характер, обозначены современные проблемы в области магнетизма наноразмерных объектов и их упорядочен-

ных массивов. Приведены примеры и доводы, указывающие на перспективность применения таких систем в различных областях, от устройств спинтроники до биомедицинских приложений. На основе анализа современных научных публикаций сформулированы основные направления исследований в данной области.

Во **второй главе**¹ теоретически рассматриваются статистические свойства стохастической магнитной структуры (СМС) модели неоднородного магнетика - одномерной цепочки взаимодействующих кристаллитов. Обсуждается механизм возникновения стохастических (обменных) магнитных доменов (магнитных блоков).

В этой главе получены аналитические выражения для параметров СМС (магнитных блоков) в нанопроволоках (нанолентах): характерный размер стохастических доменов и междоменных стенок, эффективные константы анизотропии, распределения направлений эффективных осей анизотропии.

В частности, показано, что эффективная константа анизотропии определяется выражением:

$$K_{ef} = \frac{1}{V_S} [N_S \langle V_n^2 \rangle \langle K_n^2 \rangle \langle \cos^2(\alpha) \rangle + + N_S(N_S - 1) \langle V_n K_n \cdot V_k K_k \rangle \langle \cos(\alpha_n) \cos(\alpha_k) \rangle]^{1/2}. \quad (1)$$

Здесь V_S , N_S - объем и количество кристаллитов, охваченных магнитным блоком, K_n , K_k , V_n , V_k , α_n , α_k - константы локальной анизотропии, объемы структурных неоднородностей (кристаллитов) и полярные углы направлений локальных осей анизотропии (ЛОА) с номерами n и k соответственно. Угловые скобки обозначают процедуру усреднения.

Выражение (1) является универсальным в том смысле, что позволяет вычислить эффективную константу магнитного блока в случае двумерной и трехмерной моделей (не только для нанопроволок), для произвольных распределений направлений локальных осей (включая ориентационную текстуру), локальных констант и объемов кристаллитов, в том числе и для периодических структур.

Предложен метод расчета функции распределение направлений эффективных осей магнитной анизотропии для произвольного распределения на-

¹Материалы главы представлены в работах из списка публикаций автора: A1-A10.

правлений ЛОА. Получено общее выражение:

$$\rho(s) = \frac{\omega_0^{N_S}}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\beta s}. \quad (2)$$

Здесь введены обозначения для Фурье-образа функции распределения направлений локальных осей анизотропии неоднородностей:

$$\omega(k, \beta, \alpha_0) = \int_{-\alpha_0}^{\alpha_0} \rho_0(\alpha) \exp\left((\beta + ik) \frac{K}{K_{ef} N_S} \sin(2\alpha)\right) d\alpha, \quad (3)$$

$$\sigma^2 = N_S \frac{\partial^2 \ln(\omega(k, \beta, \alpha_0))}{\partial (ik)^2} \Big|_{k=0}, \quad (4)$$

и $\omega_0 = \omega(0, \beta, \alpha_0)$.

Подгоночный параметр β подбирается из условия достижения минимальной ошибки при разложении Фурье-образа в ряд по степеням малости волнового числа k . Это достигается при выполнении условия: $s = N_S \frac{\partial \ln(\omega(k, \beta, \alpha_0))}{\partial (ik)} \Big|_{k=0}$.

Вычислены функции (2) для частных случаев неоднородной проволоки/ленты: модели с равномерным распределением направлений ЛОА в конусе с раствором $2\alpha_0$ (с использованием процедуры уточнения параметром β и без нее) и модели с регулярным чередующимся направлением ЛОА $\pm\alpha_0$.

В последнем параграфе рассматривается модель поликристаллической нанопроволоки - цепочки кристаллитов в отсутствие обменной связи между ними. В этом случае взаимодействие магнитных подсистем частиц происходит посредством магнитостатического взаимодействия. Теоретические оценки и компьютерное моделирование показало, что и в этой магнетике возникает стохастическая блочная структура намагниченности с конечной корреляционной длиной намагниченности. Упорядочивающим фактором, конкурирующим со случайной локальной анизотропией, выступает магнитостатическое взаимодействие.

Рассчитана эффективная константа анизотропии и число кристаллитов в составе стохастического домена в этом случае:

$$K_{ef} = \mu_0 M_S^2 \left(\frac{11}{64} \frac{V}{(a + a')^3} - \Delta N(\sigma) \right), \quad N_S = \sqrt[3]{12} \left(\frac{7}{64} \frac{V}{(a + a')^3} \frac{\mu_0 M_S^2}{K} \right)^{\frac{2}{3}}. \quad (5)$$

Здесь a и a' - длина кристаллитов в направлении оси проволоки и толщина немагнитной прослойки соответственно, ΔN - разность размагничивающих факторов кристаллитов в направлении оси проволоки и поперек ее.

На основе выражений (5) построена фазовая диаграмма, разграничивающая случаи, когда реализуются типы эффективной анизотропии "легкая ось" или "легкая плоскость". Сопоставление расчетов с данными наблюдений многослойных нанопроволок других авторов говорит о хорошем согласии теории и эксперимента.

Компьютерное моделирование распределения намагниченности стохастического магнетика разными методами (методом поэтапной минимизации функционала свободной энергии, методом пристрелки, методом градиентного спуска) подтверждает полученные аналитически выражения, приведенные выше.

Третья глава² посвящена изучению процессов перемагничивания в моделях магнетиков с одномерными структурными неоднородностями.

Основная часть главы посвящена описанию процессу движения доменных стенок (ДС) в цепочке обменно связанных кристаллитов. Получены выражения для функций распределения поля старта ДС, начальной восприимчивости χ (F - сила взаимодействия ДС с неоднородностью):

$$p(\chi) = \frac{(2M_S S)^2}{\chi^2 \sqrt{2\pi\sigma_{F'}^2}} \exp\left(-\frac{(2M_S S)^2}{2\chi^2 \sigma_{F'}^2}\right), \quad \sigma_{F'}^2 = \left\langle (dF/dz)^2 \right\rangle, \quad (6)$$

начальной кривой намагничивания (L , S - длина и площадь сечения проволоки соответственно):

$$M(H) = \frac{2M_S \delta_W}{L\sqrt{3}} \left[\Phi\left(\frac{2HM_S}{K} \sqrt{\frac{N_W}{3.23}}\right) \exp\left(\left(\frac{2HM_S}{K}\right)^2 \frac{N_W}{6.46}\right) - \frac{1}{2} \right], \quad (7)$$

коэрцитивной силы:

$$H_{C_K} = \frac{K}{2M_S} \sqrt{3.23 \frac{a}{\delta_W} \ln\left(\frac{L\sqrt{3}}{\delta_W}\right)}. \quad (8)$$

микроскачков Баркгаузена:

$$\rho(\lambda) = 2 \frac{\epsilon^2}{\lambda^3} \left(1 + \frac{\epsilon^2}{\lambda^2}\right)^{-2}, \quad \epsilon^2 = 9 \frac{\sigma_{F''}^2}{\sigma_{F'''}^2} \frac{1 - \zeta^2(F, F'')}{1 - \zeta'^2(F', F''')}. \quad (9)$$

²Материалы главы представлены в работах из списка публикаций автора: A8-A15.

Здесь: $\sigma_{F''}^2 = \left\langle \left(\frac{d^2 F}{dz^2} \right)^2 \right\rangle$ - дисперсия второй производной случайной функции $F(z)$, $\zeta^2(F, F'') = \left\langle F \frac{d^2 F}{dz^2} \right\rangle / \sqrt{\sigma_F^2 \sigma_{F''}^2}$ - коэффициент корреляции между значениями случайной функции и второй производной, $\sigma_{F'''}^2$ - дисперсия третьей производной, $\zeta'^2(F', F''') = \left\langle \frac{dF}{dz} \frac{d^3 F}{dz^3} \right\rangle / \sqrt{\sigma_{F'}^2 \sigma_{F'''}^2}$ - коэффициент корреляции между значениями первой и третьей производной случайной функции $F(z)$.

Помимо это рассмотрен механизм взаимодействия доменной стенки с полями рассеяния, созданными неровностями поверхности проволоки. Получено выражение для коэрцитивной силы в магнетиках, где за закрепление ДС ответственны флуктуации локальной анизотропии и шероховатости поверхности соответственно:

$$H_{C_K} = \frac{K}{2M_S} \sqrt{3.23 \frac{a}{\delta_W} \ln \left(\frac{L\sqrt{3}}{\delta_W} \right)}, \quad H_{C_M} \approx 1.4\mu_0 M_S \frac{V_d}{\delta_W^3} \sqrt{\frac{\delta_W}{a} \ln \left(\frac{L}{\delta_W} \right)}, \quad (10)$$

здесь V_d – объем дефекта.

Теоретические результаты нашли подтверждение в компьютерном моделировании процесса пиннинга и в эксперименте других авторов [31,32].

В заключительной части главы рассмотрен процесс зародышеобразования фазы обратной намагниченности в проволоках, намагниченных вдоль оси. Вдали от края неоднородного магнетика размер зародышей сравним со средним размером магнитного блока (стохастического домена) и образуются в на участках, которые впоследствии и перерастают в стохастические домены.

Проведено сравнение подвижности доменных стенок в структурах, полученных с разной предысторией: а) доменная структура, возникшая в проволоке после выключения внешнего насыщающего поля, ориентированного перпендикулярно оси проволоки, б) доменная структура, образованная из конгломерата зародышей обратной намагниченности, образованного после перемагничивания вдоль оси проволоки.

Обнаружено, что в случае (а) поле старта стенок заметно ниже, чем поле старта стенок, образованных из зародышей. Показано, что основная причина этого явления связана с образованием вблизи границ зародышей микрзародышей-сателлитов с противоположным разворотом намагниченности, подобно образованию 360-градусных стенок, которые малоподвижны при увеличении

внешнего поля.

Важно, что спектр силового рельефа имеет, по крайней мере, три ярко выраженные гармоник: две длинноволновые – размер стохастического домена (корреляционный радиус намагниченности) и размер доменной стенки, на которые наложены коротковолновые модуляции – размер кристаллита. (рисунок 1). Это позволяет считать спектральный анализ силового профиля одним из способов выявления характерных масштабных длин стохастической магнитной структуры.

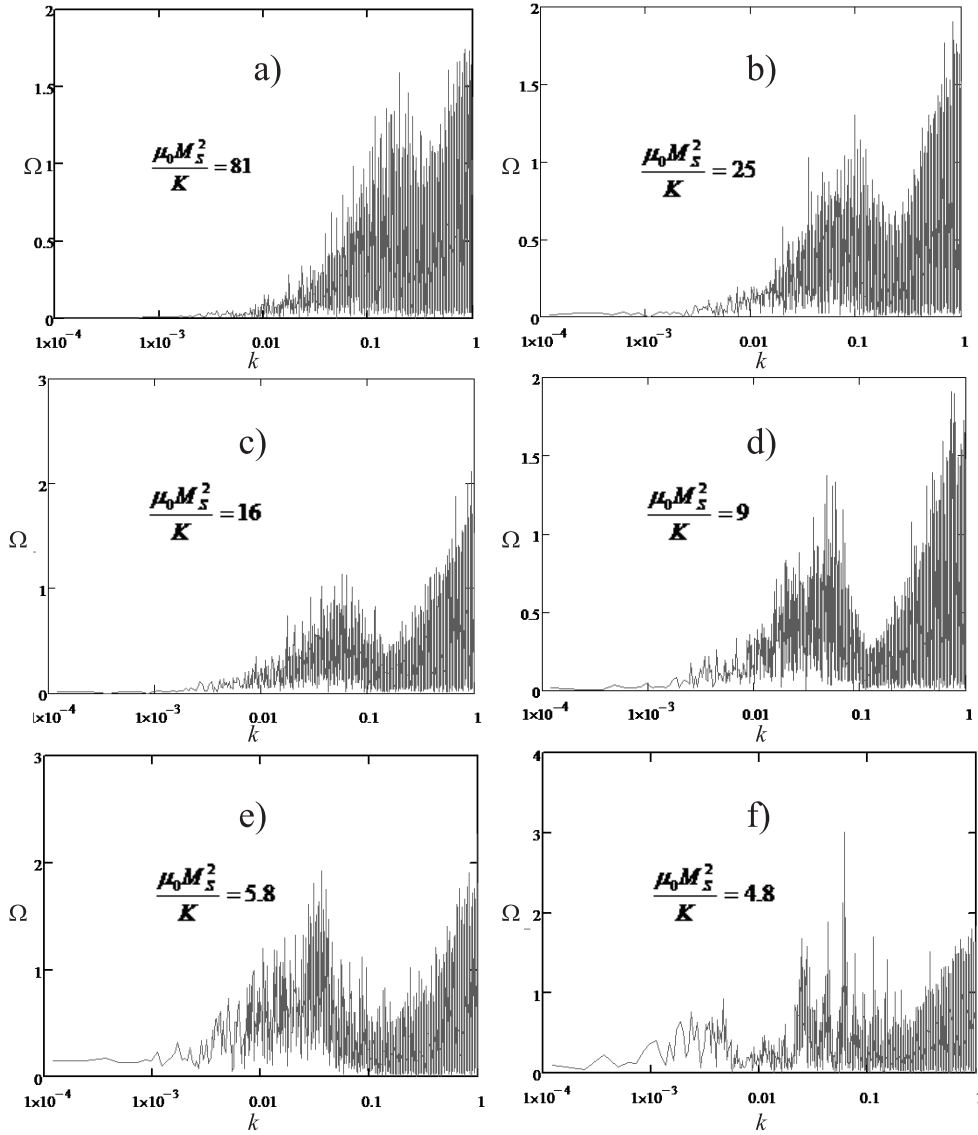


Рисунок 1: Спектральная плотность $\Omega(k)$ силового рельефа для образцов с различным значением $\mu_0 M_S^2/K$. Направления ЛОА случайно и равномерно распределены по сфере.

В **четвертой главе**³ рассмотрен процесс термоактивированного движения доменных стенок в проволоках/лентах через случайное поле дефектов. Проводится расчет средней скорости диффузии ДС через поле неоднородностей, где температурная тряска способствует депиннингу. Получены формулы для расчетов дисперсии координат ДС и выражение, описывающее эволюцию распределения координат ДС во времени.

В теоретических расчетах используются элементы химической кинетики (закон Аррениуса) и метод уточненного расчета функции распределения координат центров ДС, основанный на Фурье-преобразованиях с применением подгоночного параметра, способствующего минимизации погрешностей расчетов в k -пространстве.

В качестве частных случаев рассмотрены три модели магнетиков с однородными неоднородностями, в которых энергия активации:

- 1) имеет фиксированное значение,
- 2) распределена равномерно в конечном интервале в низкотемпературном и высокотемпературном пределах,
- 3) распределение высот барьеров определяется свойствами магнитных неоднородностей - случайным полем анизотропии.

Для последней модели со случайным распределением направлений локальных осей анизотропии кристаллитов получено распределение энергии активации (показано на рисунке 2) и зависимости средней скорости дрейфа ДС от температуры, внешнего поля и линейного размера неоднородности: $V \approx 0.92\nu_0\beta^{0.03} \exp(F_0b^{-1.45}/(4.7SK) - b^{1/14} + 0.7\beta) / \mu$, $\beta = \sigma_U/(k_BT)$ (ν_0 - частота ФМР, μ - средняя концентрация дефектов, $b = a\sqrt{K/A}$ - безразмерная длина кристаллитов, σ_U - дисперсия величины энергии активации). .

В параграфе, посвященном компьютерному моделированию термоактивированного движения доменных стенок методом Ланжевена построены: распределения энергии активации, распределение длин из n скачков в одном направлении, распределение времени ожидания скачка, зависимость числа скачков и скорости дрейфа от внешнего поля (качественно согласуется с расчетами), распределение длительности скачков. Показано, что блуждание ДС в поле неоднородной локальной анизотропии может не описываться уравне-

³Материалы главы представлены в работах из списка публикаций автора: A16-A18.

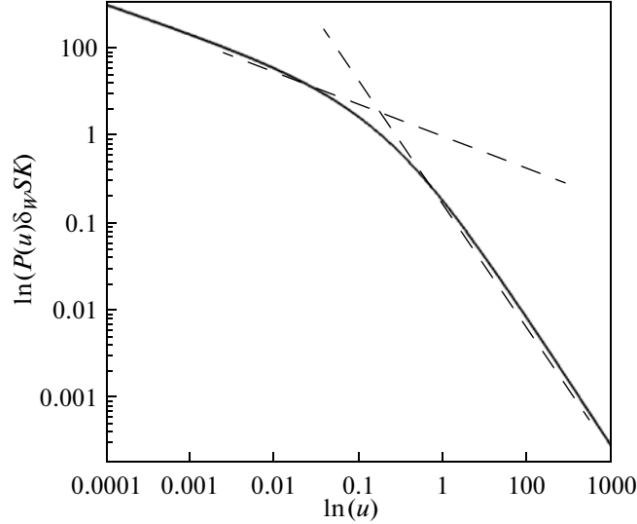


Рисунок 2: Распределение энергии активации для модели 3) в логарифмическом масштабе при $b = 0.1$ и $f = F_H/(SK) = 0.1$. Пунктирными линиями показаны степенные асимптотики: для малых энергий $P(u) \sim u^{-1/3}$, и для больших энергий $P(u) \sim u^{-3/2}$ ($u = U/(\delta_W SK)$).

нием Эйнштейна-Смолуховского.

Исследование влияния эффективной массы доменной стенки на процесс термоактивированного блуждания показал, что с увеличением массы средняя длина последовательности из смещений ДС одного знака растет, при этом среднеквадратичное смещение ДС убывает.

В **пятой главе**⁴ рассмотрены элементы магнитной динамики не уединенных лент, а их массивов. Кроме того, рассмотрена совокупность задач о массивах магнитостатически взаимодействующих квазидвумерных магнитных элементов разной формы: круглых, треугольных, квадратных.

Важной особенностью магнитного состояния таких магнетиков является присущая им вихревая структура намагниченности, которая реализуется при определенных соотношениях линейных размеров. Возможна так же реализация сложных конфигураций намагниченности с присутствием вихревых доменных стенок, комбинированных стенок, топологических неоднородностей в виде семейств вихрей/скирмионов [34-36].

В теоретических расчетах магнитных свойств объектов с вихревой структурой продуктивным является подход, основанный на представлении уравнения Ландау-Лифшица через коллективные переменные, в качестве которых

⁴Материалы главы представлены в работах из списка публикаций автора: A19-A31.

выступают координата центра вихря (ядра) и его скорость. При таком подходе движение вихря описано как движение квазичастицы, подчиняющейся уравнению Тиля [37]:

$$\mathbf{G} \times \mathbf{v} + \hat{D}\mathbf{v} + \nabla W(\mathbf{r}) = 0. \quad (11)$$

Здесь гировектор $\mathbf{G}_\alpha = \pi_T G_0 (1 - pH/H_S) \mathbf{k}$ ($\mathbf{k}$ – единичный вектор вдоль оси z , $G_0 = 2\pi M_S b/\gamma$, $\pi_T = pq$ – произведение полярности и завихренности намагниченности в вихре), $\mathbf{v}$ – скорость ядра, $W(\mathbf{r})$ – потенциальная энергия ядра, H_S – поле насыщения, $\hat{D}$ – тензор коэффициентов эффективного квазивязкого трения, которое испытывает вихрь в процессе движения из-за наличия потерь.

Магнитное состояние вихря, как квазичастицы, задается двумя параметрами: полярностью $p = \pm 1$ – направление намагниченности в центре вихря (вдоль выделенной оси или против) и завихренностью $q = \pm 1$ (закручивание намагниченности в периферии вихря условно по часовой стрелке или против).

Начало главы посвящено оценке величины полей рассеяния, возникающих вследствие наличия неровностей поверхностей пермалловых лент в массиве реального образца, полученного методом взрывной литографии на кремниевой подложке. Исследовались образцы размером 4×4 мм². Ширина лент в массивах составляла 2.8 мкм, толщина 180 нм. Сравнивались четыре образца с расстоянием между лентами 4 мкм (образец а), 2 мкм (образец б), 1.5 мкм (образец с) и 0.3 мкм (образец д).

Состояние намагниченности в лентах исследовалось магнито-силовым микроскопом по двухпроходной методике. Наблюдение силового контраста показало, что распределения намагниченности лент заметно коррелируют (рисунок 3). Следовательно, имеется взаимодействие между магнитными подсистемами элементов массива. Расчеты позволили получить примерное значение полей рассеяния от массива лент:

$$H_M \approx M_S \sqrt{2} \frac{\pi^2 h^2}{\lambda L} \left[\exp \left(\frac{2\pi \sqrt{2} d}{\lambda} \right) - 1 \right]^{-1}. \quad (12)$$

Здесь h и λ – средняя глубина неровностей и средний период их следования соответственно, L – ширина лент, d – расстояние между лентами.

В части теоретических расчетов представлено описание магнитодинамических свойств массивов квазиодномерных и квазидвумерных взаимодейству-

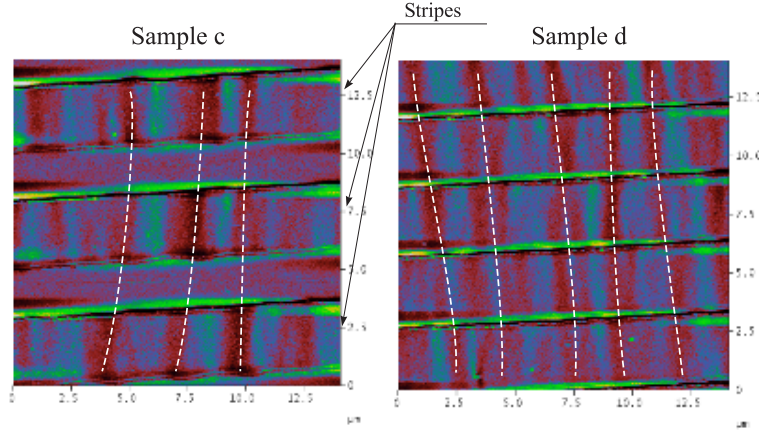


Рисунок 3: Магнито-силовой контраст вдали от торцов лент у массивов с, d. Светлыми штрих-пунктирными линиями показаны синхронизированные участки ряби намагниченности, принадлежащие разным лентам.

ющих элементов. По-отдельности рассмотрены модели массивов магнитостатически взаимодействующих элементов: модель пары параллельно ориентированных лент и модель бесконечного массива таких лент, содержащих вихревые стенки.

В параграфе, посвященном взаимодействию лент с вихревыми ДС получены выражения для функции распределения намагниченности в таких объектах и энергии их взаимодействия (рисунки 4, 5):

$$\begin{aligned}
 W_M(x_1, y_1, x_2, y_2) \approx & -\frac{\mu_0 b^2 M_S^2}{4\pi L} \left(a_x - \frac{k_x \left(\frac{\Delta x}{L} \right)^2}{2(1 + 0.06 |\frac{\Delta x}{L}|^3)} \right) \times \\
 & \times \left(a_y - \frac{k_y \left(\frac{\Delta y}{L} \right)^2}{2 \left(1 + 10 \left(\frac{\Delta y}{L} \right)^4 \right)} \right) + \frac{k_{0y} \left(\frac{y_1}{L} \right)^2}{2 \left(1 + 60 \left(\frac{y_1}{L} \right)^4 \right)} + \frac{k_{0y} \left(\frac{y_2}{L} \right)^2}{2 \left(1 + 60 \left(\frac{y_2}{L} \right)^4 \right)} + I_0.
 \end{aligned} \tag{13}$$

Здесь $\Delta x = x_1 - x_2$, $\Delta y = y_1 - y_2$ - разница x и y координат ядер вихрей, L - ширина лент, b - толщина ленты, k_x , k_y , k_{0x} , k_{0y} , a_x и a_y - коэффициенты порядка единицы, которые определяются значениями $\delta_c \approx \sqrt{A/(\mu_0 M_S^2)}$ (линейный размер ядра вихря) и δ_w (характерная корреляционная длина x -компоненты намагниченности).

В следующей части главы рассмотрены системы, представляющие собой упорядоченные массивы взаимодействующих наноразмерных элементов. Первой рассматривается модель двух параллельно ориентированных лент. Реше-

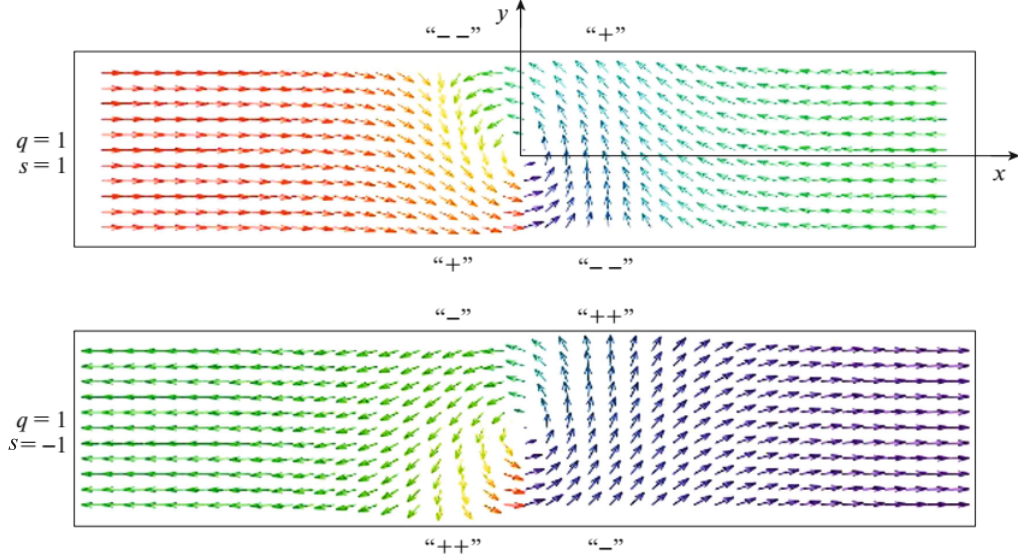


Рисунок 4: Распределения намагниченности в вихревой доменной стенке при разных сочетаниях параметров q и s . Параметр s задает взаимную ориентацию намагниченностей соседних доменов.

ние уравнения (11) позволило получить законы движения для ядер вихрей в лентах и выявить резонансный характер этого движения при некоторых значениях параметров p и q . Результаты вычисленных резонансных частот (в пренебрежении затуханием) приведены в таблице 1.

Аналитически рассчитанные зависимости поглощаемой мощности от частоты внешнего переменного поля, включенного вдоль длинной оси ленты и перпендикулярно ее показали, что резонанс возможен не при любых сочетаниях параметров $\{p, q\}$ магнитных вихрей (см. например, рисунок 6).

Другая модель представляет собой массив из бесконечного количества параллельно ориентированных лент. Решение уравнения движения позволило получить аналитические выражения для закона дисперсии (коллективных мод) и для полуширины кривой поглощения (k - волновое число, n - номер ленты в массиве):

$$\omega(k) = \left[\frac{4}{G^2 + D^2} \left(\sum_{n>0} \kappa_{x_n} \sin^2 \left(\frac{kn}{2} \right) \right) \times \right. \\ \left. \times \left(\chi + 2 \sum_{n>0} \kappa_{y_n} \left(1 - pp_n qq_n \frac{1 - ph}{1 - p_n h} \cos(kn) \right) \right) \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (14)$$

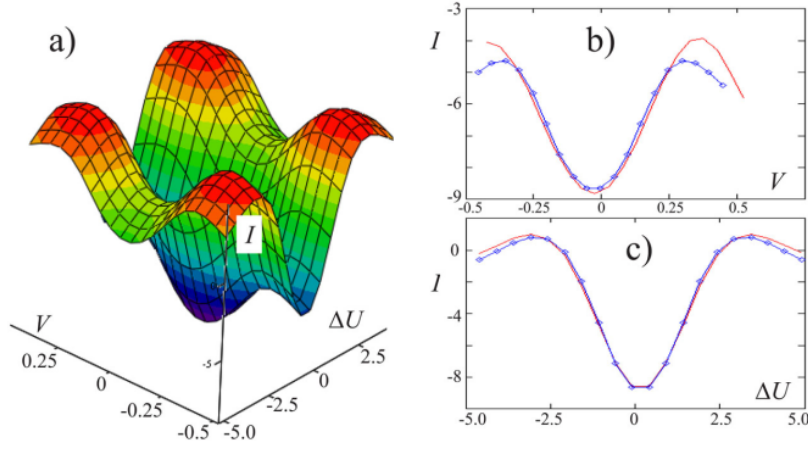


Рисунок 5: Профиль безразмерного множителя энергии пары взаимодействующих вихревых стенок, построенный по формуле (13) (рисунок а). На рисунках b) и c) показано сравнение численного расчета безразмерного интеграла для случая $q_1 = q_2$ с эмпирической формулой (13) в сечениях $\Delta x = 0$ и $y = 0$ соответственно. Расстояние между лентами составлял 10% от их ширины.

Таблица 1: Набор собственных частот системы ω_s , рассчитанных из (11), для различных сочетаний полярностей и завихренностей вихревых стенок. $\Omega = \chi/G_0$, $\omega_x = \kappa_x/G_0$, $\omega_y = \kappa_y/G_0$, $\kappa_x = \mu_0 M_S^2 b^2 a_y k_x / (4\pi L)$, $\kappa_y = \mu_0 M_S^2 b^2 a_x k_y / (4\pi L)$, $\chi = \mu_0 M_S^2 b^2 k_{0y} / (4\pi L)$, $h = H/H_S$ - безразмерное поле, включенное вдоль оси z .

No	$\{p_1, p_2, q_1, q_2\}$	ω_s
1	$\{1, 1, \pm 1, \pm 1\}$	$\frac{2\omega_x(\Omega + 2\omega_y)}{(1 - h)^2}$
2	$\{1, 1, \pm 1, \mp 1\}$	$\frac{2\omega_x\Omega}{(1 - h)^2}$
3	$\{\pm 1, \mp 1, 1, 1\}, \{\pm 1, \mp 1, -1, -1\}$	$\frac{2\omega_x}{(1 - h^2)^2} (\Omega(1 + h^2) + 2\omega_y h^2)$
4	$\{\pm 1, \mp 1, 1, -1\}, \{\pm 1, \mp 1, -1, 1\}$	$\frac{2\omega_x}{(1 - h^2)^2} (\Omega(1 + h^2) + 2\omega_y)$
5	$\{-1, -1, \pm 1, \pm 1\}$	$\frac{2\omega_x(\Omega + 2\omega_y)}{(1 + h)^2}$
6	$\{-1, -1, \pm 1, \mp 1\}$	$\frac{2\omega_x\Omega}{(1 + h)^2}$

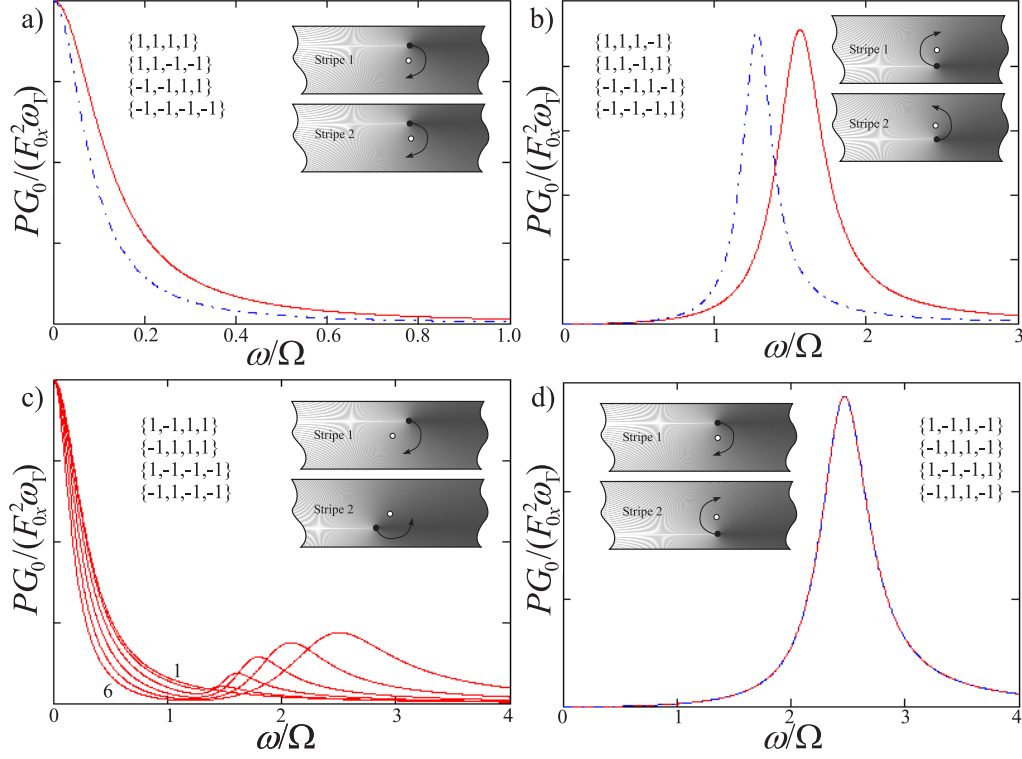


Рисунок 6: Зависимость поглощаемой мощности от частоты поля. Переменное поле приложено в плоскости лент перпендикулярно их длинной оси. Кривые построены для параметров: $\omega_y = \Omega$, $\omega_x = \omega_y$, $\omega_\Gamma = 0.1$, $h = 0.1$. Сплошными и пунктирными кривыми показаны мощности для случаев, когда постоянное поле приложено вдоль и против оси z соответственно. На рисунке с) показано семейство кривых 1-6 при постоянных полях $h = 0 \dots 0.5$ с шагом $\Delta h = 0.1$. На вставках в фигурных скобках показаны сочетания полярностей и завихренностей вихревых стенок $\{p_1, p_2, q_1, q_2\}$.

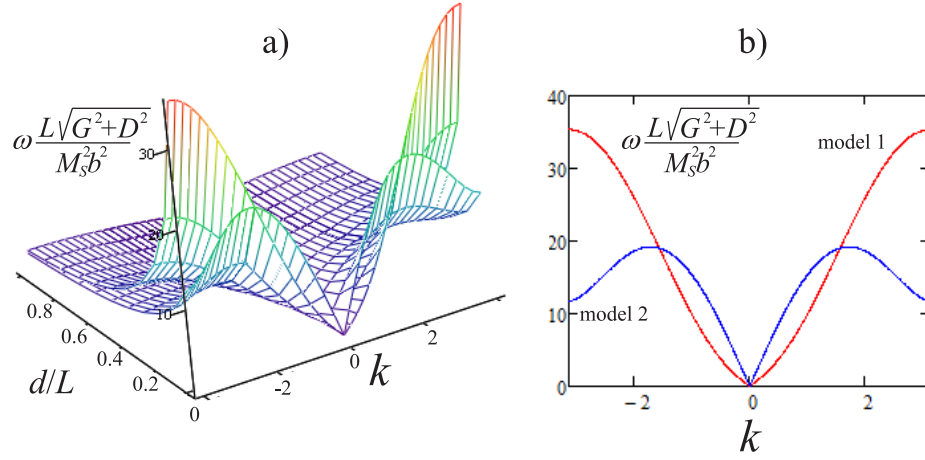


Рисунок 7: На рисунке а) изображены законы дисперсии коллективных колебаний вихревых стенок для модели с одинаковыми параметрами pq во всех лентах (поверхность 1) и модели с чередованием знака $pp_nqq_n = (-1)^n$ (поверхность 2). Рисунок б) – сечение поверхностей при расстоянии между лентами $d/L = 0.2$.

$$\delta(k) = \frac{D}{(G^2 + D^2)} \left(\frac{1}{2}\chi + 2 \sum_{n>0} \kappa_{x_n} \sin^2 \left(\frac{kn}{2} \right) + \sum_{n>0} \kappa_{y_n} \left(1 - pp_nqq_n \frac{1 - ph}{1 - p_nh} \cos(kn) \right) \right). \quad (15)$$

На основе (14) и (15) рассмотрены частные случаи массива в котором магнитное состояние вихрей всех лент одинаково, и массива с различным, но чередующимся состоянием полярности и завихренности. Результат сравнения приведен на рисунке 7. Обращает на себя внимание немонотонность функции $\omega(k)$ для второй модели. Объяснение этого следующее.

Модель с чередованием $\{p, q\}$ подобна одномерной цепочке, представляющей собой наложение двух цепочек, элементы которых двигаются в противоположных направлениях. Вследствие дальнегодействующего характера магнитостатического взаимодействия, элементы находятся в квазиупругой связи не только с ближайшими соседями, но и с удаленно расположенными элементами своего же сорта. Поэтому движение ядер вихрей в магнетике с чередующимися $\{p, q\}$ является результатом своеобразного смешения коллективных

колебаний двух однородных цепочек, которые двигаются в противофазе. Следовательно, закон дисперсии в такой магнетике представляет собой своеобразное смещение акустической ($\omega(k)$ возрастает) и оптической ($\omega(k)$ убывает) ветвей.

Помимо этого, в массивах параллельно расположенных лент реализуется особое состояние коллективного движения вихрей, представляющего собой синхронизированный дрейф цепочек ядер вихрей в направлении длинных осей лент с наложением коллективных волн. Определена скорость дрейфа: $v_{0x} = F_{H_x}/D$ (F_{H_x} - вынуждающая сила, действующая на вихрь в направлении длинной оси ленты). Учет этого обстоятельства особенно важно при проектировании управляемого движения вихревых магнитных структур в массивах лент/проводов.

Часть главы посвящена расчетам динамических свойств массивов из магнетиков, ограниченных в размерах по двум направлениям - массивам из квадратных элементов. Решение двумерных уравнений движения для ядер вихрей в массиве магнитостатически взаимодействующих элементов позволило получить аналитическую форму законов дисперсии в пренебрежении затуханием. Рассмотрен частный случай, когда в составе матрицы присутствуют элементы только двух сортов, гирровекторы которых задаются значениями G_1 и G_2 . И распределение элементов симметрично: в шахматном порядке, или в виде полосовой структуры.

Законы дисперсии в этом случае определяются выражением:

$$\omega_{1,2}^2 = A \pm \sqrt{A^2 - B}. \quad (16)$$

Здесь:

$$\begin{aligned} A &= \frac{(G_1^2 + G_2^2) (\kappa + S_1^{(1)}) (\kappa + S_2^{(1)}) + 2G_1G_2S_1^{(2)}S_2^{(2)}}{2G_1^2G_2^2}, \\ B &= \frac{\left((\kappa + S_1^{(1)})^2 - S_1^{(2)2}\right) \left((\kappa + S_2^{(1)})^2 - S_2^{(2)2}\right)}{G_1^2G_2^2}. \end{aligned} \quad (17)$$

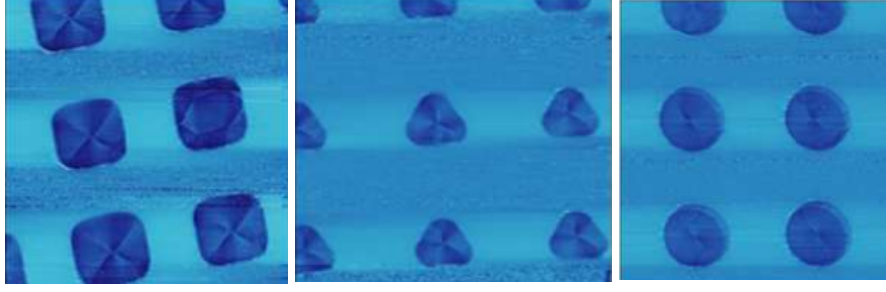


Рисунок 8: Магнитная структура элементов разной формы по результатам силовой микроскопии. Линейный размер элементов составляет ~ 3 мкм.

$$\begin{aligned}
 S_1^{(1)} &= \sum_{\substack{(n+m) \neq 0 \\ \text{and by first type}}} \frac{n^2 - 2m^2}{(n^2 + m^2)^{5/2}} \cos(K_x n d) \cos(K_y m d), \\
 S_1^{(2)} &= \sum_{\substack{(n+m) \neq 0 \\ \text{and by second type}}} \frac{n^2 - 2m^2}{(n^2 + m^2)^{5/2}} \cos(K_x n d) \cos(K_y m d), \\
 S_2^{(1)} &= \sum_{\substack{(n+m) \neq 0 \\ \text{and by first type}}} \frac{m^2 - 2n^2}{(n^2 + m^2)^{5/2}} \cos(K_x n d) \cos(K_y m d), \\
 S_2^{(2)} &= \sum_{\substack{(n+m) \neq 0 \\ \text{and by second type}}} \frac{m^2 - 2n^2}{(n^2 + m^2)^{5/2}} \cos(K_x n d) \cos(K_y m d).
 \end{aligned} \tag{18}$$

Обозначения: d - расстояние между центрами элементов массива, K_x и K_y есть x и y компоненты волнового вектора соответственно. Суммирование (18) следует проводить в соответствии с сортом элемента, т. е. n и m должны являться индексами элементов с одинаковым сочетанием p и q .

Эксперимент на массивах квадратов, сформированных методом "Lift-Off" (см. рисунок 8), качественно согласуется с расчетными данными (16) (см. рисунок 9).

Развитие модели двумерного массива конечных элементов получило в параграфе, посвященном магнетизму, представляющему собой массив из трехслойных элементов, где между ферромагнитными слоями имеется немагнитная прослойка. Теоретически исследовано влияние межслойного взаимодействия в элементах на резонанс в массиве. Показано, что основной вклад в магнитодинамические свойства массива дает магнитостатическое взаимодействие периферийной части вихревых структур.

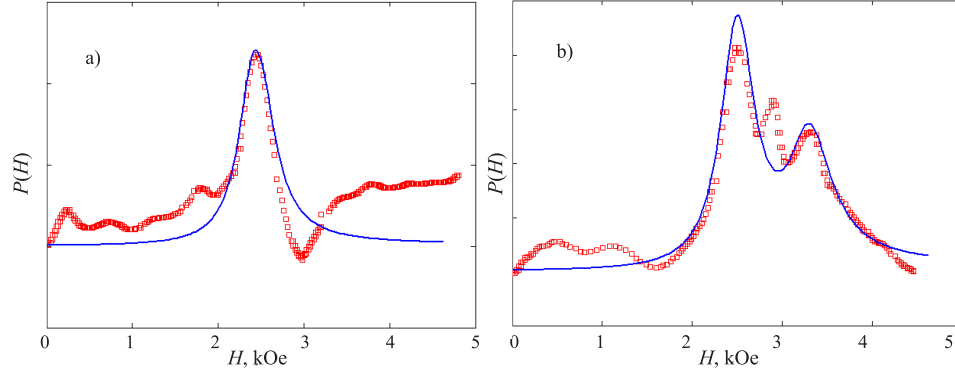


Рисунок 9: Интегральные кривые поглощения, полученные из данных эксперимента в сравнении с расчетной мощностью поглощения. Точками показаны результаты эксперимента, сплошной линией - расчетные кривые. График а) получен на массиве, в котором расстояние между центрами элементов составляло 9 мкм, график б) - 5 мкм. Частота 415 МГц.

Обнаружено, что величина расщепления частот в массиве, где обращение ядер в слоях происходит в одном направлении, может на порядок превышать расщепление в массиве с противоположным направлением обращения вихрей в слоях элемента. В случае противофазного движения ядер вихрей в слоях одного элемента величина расщепления частот убывает с расстоянием между элементами массива как L^{-5} , что позволяет предположить, что межчастичное взаимодействие носит квадрупольный характер. При синфазном движении величина расщепления убывает как L^{-3} , что соответствует дипольному характеру взаимодействия.

В одном из параграфов решена задача по поиску спектра резонансных частот конечного одномерного массива магнитостатически взаимодействующих круглых элементов (пять дисков). Задача рассмотрена в порядке разработки предложения по определению магнитного состояния отдельного элемента по частотам резонанса в массиве в целом. Расчет для частного случая цепочки с чередованием знака полярности вихря показал хорошее согласие с данными эксперимента в работе [38].

Расчеты показали, что магнитные состояния отдельного элемента (следовательно, и зашифрованная побитовая информация) может быть надежно определена из спектра коллективных колебаний намагниченности в цепочке без необходимости сканирования состояний отдельных элементов.

В заключительной части главы обсуждается вопрос о влиянии формы эле-

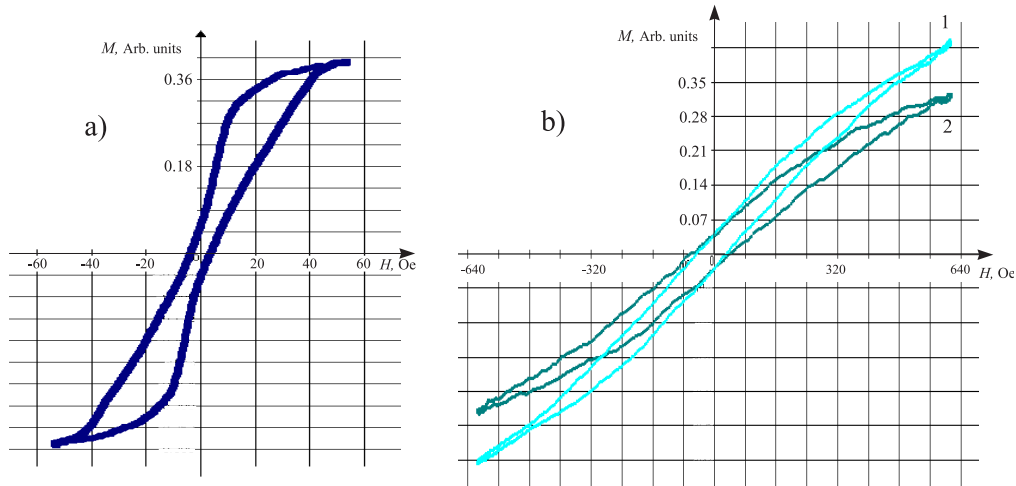


Рисунок 10: Петли гистерезиса, полученные на массиве квадратных элементов (рисунок а)) и треугольных элементов (рисунок б)). Петля на рисунке а) получена при приложении поля вдоль стороны квадратов. На рисунке б) график 1 получен при приложении поля вдоль ребра треугольников, график 2 – вдоль высоты.

ментов квадратного массива на спектр резонансных частот. Проведены оценочные расчеты эффективной жесткости магнитных подсистем и начальные восприимчивости.

Показано, что при прочих равных условиях восприимчивость массива из квадратных элементов более чем на порядок превышает восприимчивость массива из треугольников. Расчеты показали, что наименьшие частоты резонансов наблюдаются в массивах из круглых элементов, большая частота реализуется в массивах из квадратов, а максимальная из треугольников (более чем на порядок).

Теоретические оценки косвенно подтверждены в измерениях. Образцы с элементами разной формы (круглые, квадратные и треугольные) были изготовлены методом "взрывной литографии" и получены петли гистерезиса (см. рисунок 10). Частоты резонанса в массиве квадратных элементов были обнаружены вблизи 415 МГц, что в два раза больше чем на массиве круглых элементов при сравнимых размерах дисков и расстояний между ними [39]. На массивах из треугольных элементов следует ожидать частоты в разы больше. Действительно, на спектрометре в диапазоне частот $\sim 200..420$ МГц на массивах треугольников резонанс не был обнаружен [39].

Шестая глава⁵ посвящена изучению особенностей движения магнитных

⁵Материалы главы представлены в работах из списка публикаций автора: А32-А34.

вихрей/скирмионов вблизи уединенных дефектов и через распределенное поле дефектов.

Первая часть главы посвящена описанию движения магнитного вихря в ограниченном образце вблизи точечного дефекта, представляющего собой зерно с направлением оси локальной анизотропии (ЛОА), отличающейся от остальной части системы. Рассмотрены частные случаи, поддающиеся аналитическому решению: а) направление ЛОА дефекта перпендикулярно плоскости пленки, б) направление ЛОА лежит в плоскости магнетика.

Для случая а) получено уравнения траектории ядра вихря в полярных координатах вблизи дефекта:

$$\rho(t) = \rho_0 \exp\left(-\frac{4KDV}{r_0^2(G^2 + D^2)}t\right), \quad \varphi(t) = \varphi_0 + \frac{4KGV}{r_0^2(G^2 + D^2)}t. \quad (19)$$

Здесь введены обозначения: K - константа анизотропии дефекта, V - объем дефекта, r_0 - радиус ядра вихря. На удалении от дефекта ($\rho_0 \gg r_0$) для траектории имеем:

$$\rho(t) = \rho_0 \exp\left(-\frac{D\kappa}{G^2 + D^2}t\right), \quad \varphi(t) = \varphi_0 + \frac{G\kappa}{G^2 + D^2}t. \quad (20)$$

В результате решения уравнения движения в общем виде обнаружена ярко выраженная смена режима движения ядра при $\rho_c \approx r_0 \sqrt{\frac{1}{2} \ln(4KV/(\kappa r_0^2))}$: резкое изменение частоты обращения ядра и эффективного параметра затухания (см. рисунок 11). Показано расчетами, что наличие факта смены параметров траектории и значение ρ_c не зависит от профиля распределения намагниченности в ядре вихря, достаточно, чтобы функция была локализована на расстоянии r_0 . Результаты расчетов качественно согласуются с экспериментом [40,41].

В случае дефекта с однонаправленной анизотропии в зависимости от взаимной ориентации намагниченности в ядре (полярности) и направления легкой оси возможно не только притяжение вихря к дефекту (захват ядра дефектом), но и отталкивание. В последнем случае взаимодействия ядра с дефектом и с зарядами на границе магнетика конкурируют. Следовательно, существует равновесное положение вихря на некотором удалении от неоднородности. На этом расстоянии вихрь оказывается в покое. Расчет этого расстояния дал: $\rho_S = r_0 \sqrt{\ln(2KV/(\kappa r_0^2))}$

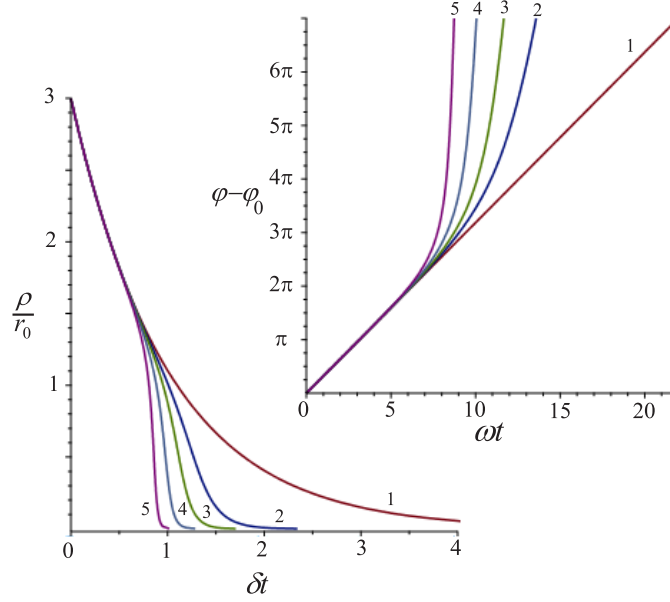


Рисунок 11: Графическое представление численного решения уравнения движения ядра. Номера кривых соответствуют разным значениям параметра $\Lambda = 4KV/(\kappa r_0^2)$: $\Lambda_1 = 0$, $\Lambda_2 = 5$, $\Lambda_3 = 10$, $\Lambda_4 = 20$, $\Lambda_5 = 40$, здесь $\delta = DK/(G^2 + D^2)$. Все кривые построены при начальной безразмерной длине радиус-вектора: $\rho_0/r_0 = 3$ и для $D/G = 0.1$.

В модели б) (ЛЮА лежит в плоскости магнетика) потенциал, в котором движется ядро, не обладает центральной симметрией. Это обстоятельство влияет на форму траектории исключительно на начальных этапах движения ядра вихря из состояния покоя (см. рисунок 12) даже в отсутствие затухания.

Несмотря на отсутствие осевой симметрии у поля, создаваемого дефектом, движение ядра происходит вдоль радиус-вектора при практически неизменном азимутальном угле φ . Это явление есть следствие комплексного влияния несимметричного потенциала и гирротропного эффекта, связанного с прецессией намагниченности при движении вихря.

Расчет зависимости расстояния между ядром и дефектом от времени дал следующий результат: $\rho(t) = [\rho_0^2 + 2\frac{KV}{G} \sin(2\varphi_\infty)t]^{1/2}$. Здесь φ_∞ - азимутальный угол, показывающий направление движения вихря.

Интересно, что зависимость расстояния от центра вихря до отталкивающего центра по закону $\rho^2 \sim t$ означает, что на достаточно большом расстоянии ядро, как квазичастица, находится в эффективном потенциале дефекта, меняющемся по закону $W_{eff} \sim 1/\rho^2$. Для случая $\rho_0 \geq r_0$ неявный вид уравнения траектории имеет вид: $\rho(\varphi) = \rho_0 \exp\left(\frac{G}{D}(\varphi - \varphi_0)\right)$.

Вторая часть главы посвящена изучению модели движения вихрей вблизи

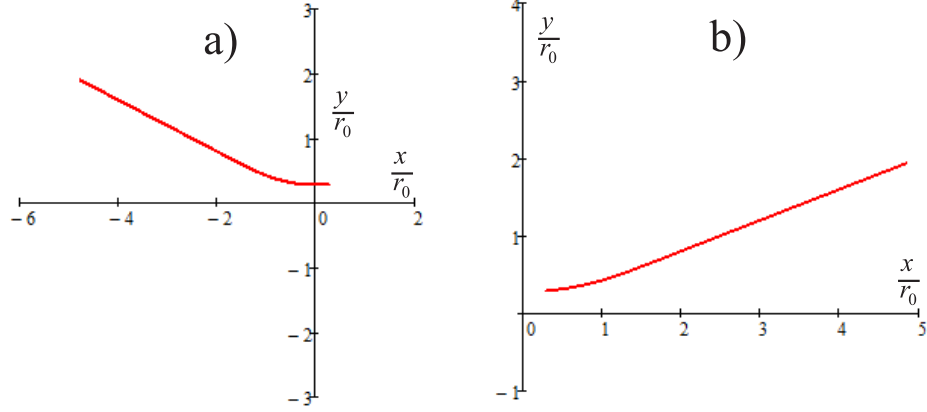


Рисунок 12: Траектория движения ядра магнитного вихря без затухания. Рисунок а) построен для случая $pq < 0$, рисунок б) для $pq > 0$. Обе кривые построены для начальных условий: $\rho_0/r_0 = 0.4$, $\varphi_0 = \pi/4$.

линейного дефекта бесконечной длины. Рассмотрение модели магнетика с линейным протяженным дефектом полезно проводить на основе уточненного уравнения движения. :

$$\mathbf{G}_3 \times \ddot{\mathbf{v}} + \hat{\mu} \dot{\mathbf{v}} + \mathbf{G} \times \mathbf{v} + \hat{D} \mathbf{v} + \nabla W = 0. \quad (21)$$

Здесь $\mathbf{G}$ и $\mathbf{G}_3$ – гировекторы первого и третьего порядка соответственно, $\hat{D}$ и $\hat{\mu}$ – тензоры эффективных коэффициентов силы трения и эффективной массы вихря соответственно.

Решение уравнения движения (21) позволило получить уравнения траектории для некоторых практически значимых случаев. В частности, показано, что в однородном магнетике вдали от дефектов движение магнитного вихря не является поступательным, а представляет собой спираль, характеризующаяся дууплетом частот обращения и эффективным параметром затухания соответственно:

$$\omega_{1,2} = \pm \frac{\mu}{2G_3} \left(1 - \sqrt{1 + 4 \frac{GG_3}{\mu^2} + 4 \frac{D^2 G_3^2}{\mu^4}} \right), \quad (22)$$

$$\lambda = \frac{\mu}{2\sqrt{2}G_3} \left[-1 - 4 \frac{GG_3}{\mu^2} + \sqrt{\left(1 + 4 \frac{GG_3}{\mu^2} \right)^2 + 16 \frac{D^2 G_3^2}{\mu^4}} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (23)$$

Если энергия вихря линейно зависит от координаты (например, в постоянном магнитном поле, приложенном в плоскости магнетика), траектория представляет собой наложение дрейфа и осцилляций.

После наступления стационарного режима движения (через время $\tau \gg 1/\lambda$) направление скорости вихря по отношению к направлению выделенной оси x составляет угол, определяемый выражением (f_{0x} и f_{0y} - проекции силы на декартовы оси):

$$\tan(\varphi) = \frac{f_{0y}D - f_{0x}G}{f_{0x}D + f_{0y}G}, \quad (24)$$

а частоты осцилляций определяются выражением (22).

В расчетах получены приближенные выражения для параметров взаимодействия ядра магнитного вихря с протяженным дефектом в моделях: а) неоднородность представляет собой нитевидное включение с направлением ЛОА отличной от остального магнетика, б) неоднородность является линейной границей между магнитными фазами, различающимися намагниченностью насыщения (см. таблицу 2).

Решением уравнения движения вблизи линейного дефекта так же представляется в виде симбиоза периодического и поступательного движения - дрейф в направлении под углом к границе:

$$\begin{cases} x(t) = x_0 + v_{0x}t + a_x \exp(-(i\omega + \lambda)), \\ y(t) = v_{0y}t + ia_y \exp(-(i\omega + \lambda)). \end{cases} \quad (25)$$

Здесь a_x и a_y - постоянные величины - комплексные амплитуды, $v_{0y} = f_{0x}/D$, $x_0 = (f_{0x}D + f_{0y}G) / (\kappa D)$. Возможные соотношения между параметрами G , G_3 , κ , μ выбраны на основе результатов численного моделирования из работы [42].

В установившемся режиме движения угол падения ядра на границу приблизительно равен $\tan(\phi^{(1)}) = -D^{(1)}/G^{(1)}$. Здесь верхним индексом обозначены параметры, относящиеся к первой фазе магнетика (в котором первоначально движется ядро). После пересечения ядром границы между фазами угол будет иным: $\tan(\phi^{(2)}) = -D^{(2)}/G^{(2)}$. Это явление подобно преломлению света на границе сред с различающимися показателями преломления. Для угла ϕ получено выражение:

$$\tan(\phi) = -\frac{D}{G} = -q\rho\alpha_d \left(1 + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\delta}{\delta_0} \right) \right). \quad (26)$$

Таблица 2: Параметры потенциальной энергии взаимодействия вихря и неоднородности. Здесь b и b_d - толщина магнетика и ширина линейного дефекта соответственно, δ - линейный размер периферийной части вихря, δ_0 - линейный размер ядра вихря, F_x - сила любого происхождения, приложенная к ядру вихря в направлении перпендикулярном линии дефекта.

Тип неоднородности	Равновесное положение $\rho_0 = x_0/\delta$	Эффективный коэффициент жесткости связи ядра и дефекта κ
Граница между фазами с различными магнитными характеристиками	$1 + \ln \left(\frac{1.7\mu_0 b^2 (M_{S1} - M_{S2})^2}{\pi F_x} \right)$	$3.4 \frac{\mu_0 b^2}{\pi \delta} (M_{S1} - M_{S2})^2 e^{2(1-\rho_0)}$
Линейная неоднородность двуправленной магнитной анизотропии	$\rho_0 = 0$, при $\alpha \rightarrow \pi/2$ или $m_z \rightarrow 1$	$\frac{\sqrt{2\pi}}{\delta} K b_d b \sin^2(\alpha) \left(e^{-2\left(\frac{\delta}{\delta_0}\right)^2} + \frac{\sqrt{2\pi}\delta}{\delta_0} \text{Erf} \left(\frac{\sqrt{2}\delta}{\delta_0} \right) \right)$
	$\rho_0 \approx \pm 0.652$, при $\alpha \rightarrow 0$ или $m_z \rightarrow 0$	$7.23 \frac{K b_d b}{\delta} \cos^2(\alpha)$
Линейная неоднородность однонаправленной магнитной анизотропии	$\rho_0 = 0$, при $\alpha \rightarrow \pi/2$ или $m_z \rightarrow 1$	$\frac{p}{\delta} K b_d b \sin(\alpha) \left(e^{-\left(\frac{\delta}{\delta_0}\right)^2} + \frac{\sqrt{\pi}\delta}{\delta_0} \text{Erf} \left(\frac{\delta}{\delta_0} \right) \right)$
	$\rho_0 \approx 0.552$, при $\alpha \rightarrow 0$ или $m_z \rightarrow 0$	$6.25 \frac{q K b_d b}{\delta} \cos(\alpha)$

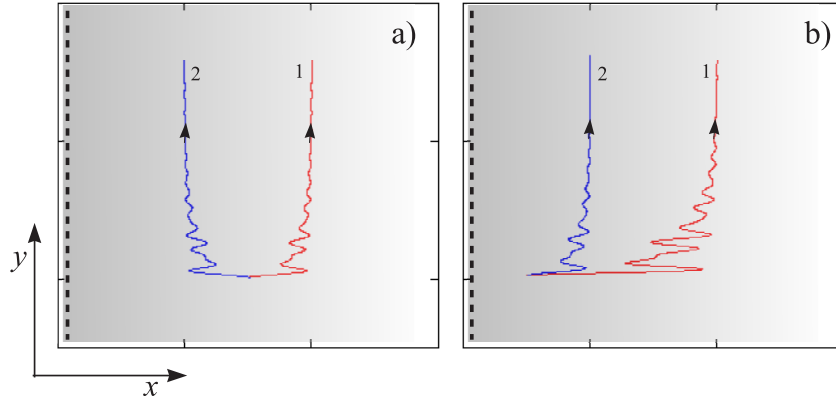


Рисунок 13: Пример траектории вихрей с противоположными по знаку значениями параметров π_T . Кривая 1 построена для $\pi_T > 0$, кривая 2 – для $\pi_T < 0$. Траектории построены для соотношения $D = 0.15\sqrt{\kappa\mu}$. Построения на рисунке а) и б) отличаются только начальными положениями пары вихрей. Положение, соответствующее минимуму потенциальной энергии обозначено штрих-пунктирной линией.

При переходе ядра в другую магнитную фазу изменится параметр затухания и, в общем случае, отношение δ/δ_0 - отношение размера вихревого солитона к размеру его ядра (например, если толщины фаз b различаются).

Из (25) следует, что магнитные вихри (или скирмионы) с различающимися знаками величины $\pi_T = pq$ (противоположные знаки параметра G), имеют различные равновесные расстояния x_0 до дефекта. Это обстоятельство приводит к тому, что газ из вихрей двух сортов с противоположными направлениями вектора $\mathbf{G}$, а значит и $\mathbf{G}_3$, под совместным действием внешней силы и силы, созданной неоднородностью, начинает дрейфовое движение с одновременной селекцией траекторий по признаку знака и/или величины параметра π_T . Примеры траекторий показаны на рисунке 13.

Применительно к движению ядер в ферромагнитных нанолентах это явление, обнаруженное в эксперименте, получило название "скирмионный эффект Холла". Моделирование движения скирмионов в нанолентах без учета $\mathbf{G}_3$ и $\hat{\mu}$ позволило наблюдать это явление [43].

Заключительная часть данной главы посвящена рассмотрению некоторых аспектов термоактивированного движения вихревых объектов в поле случайных дефектов наноленты.

В качестве модели выбрана лента, в которой существует рой магнитных вихрей (вихревых доменных стенок), перемещающихся вдоль длинной оси

магнетика. Фактически такая модель подобна газу частиц (ядер вихрей), дрейфующему вдоль ленты. Частицы встречают препятствия, случайно распределенные по магнетику и с произвольно распределенными высотами энергетических барьеров W .

Для описания особенностей временной и пространственной эволюции газа вихрей была аналитически решена задача по поиску координатного распределения частиц в произвольный момент времени:

$$\rho(x, t) \approx \frac{u(0, \alpha)}{\sqrt{4\pi\sigma^2}} e^{-\mu x - \alpha t + n_0}, \quad n_0 = \mu x u(0, \alpha), \quad \sigma^2 = n \left. \frac{\partial^2 \ln(u)}{\partial (i\omega)^2} \right|_{\omega=0}. \quad (27)$$

Здесь введены обозначения: μ - пространственная плотность распределения дефектов, ν - частота попыток срыва вихря с дефекта (порядка частоты ферромагнитного резонанса), $\rho(W)$ - функция распределения энергии активации (высот барьеров).

Фурье-образ функции распределения энергии активации (рассчитывается с использованием закона Арениуса) и подгоночный параметр α определяются из соответствующих уравнений:

$$u(\omega, \alpha) = \int_W \int_0^t \nu \rho(W) e^{(i\omega + \alpha - \nu)t} dt dW \approx \int_W \frac{\nu \rho(W)}{\nu - i\omega - \alpha} dW, \quad (28)$$

$$t = n_0 \left. \frac{\partial \ln(u(\omega, \alpha))}{\partial (i\omega)} \right|_{\omega=0}.$$

Используя соотношения (27)-(28), рассмотрены частные случаи функции распределения высот барьеров: а) высоты барьеров одинаковы, б) высоты распределены равномерно в некотором интервале, в) высоты распределены по нормальному закону. Некоторые результаты теоретических расчетов представлены на рисунках 14-15 в сравнении с компьютерным моделированием методом Метрополиса.

Интересен обнаруженный факт немонотонности графиков на рисунке 15. При малой величине разброса энергий активации ($\zeta \ll \beta_{mid}$ или $\sigma_W \ll W_0$), когда практически все дефекты одинаковы по своему воздействию на вихри, незначительный рост ζ и σ_W сопровождается естественным ростом σ_x^2 , как отклик системы на более хаотичный "входной сигнал". Но с ростом хаоса в высотах барьеров центров закрепления при низких температурах значительную роль начинают играть пусть и редко выпадающие, но несравненно более

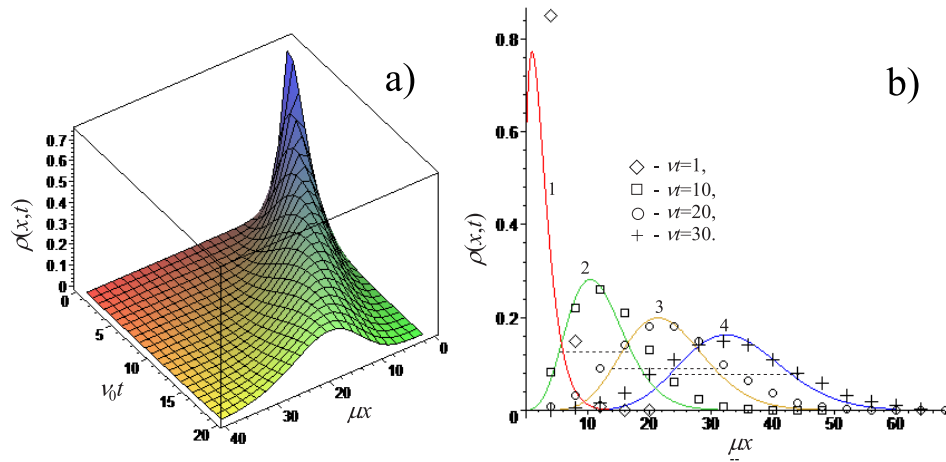


Рисунок 14: Распределение газа вихрей в зависимости от координаты и времени (рисунок а). Для демонстрации эволюции координатного распределения на рисунке b) показаны сечения поверхности $\rho(x,t)$ в последовательные моменты времени. Кривые построены в следующие моменты времени: 1 – $\nu t = 1$, 2 – $\nu t = 10$, 3 – $\nu t = 20$, 4 – $\nu t = 30$ с точностью до множителя порядка единицы.

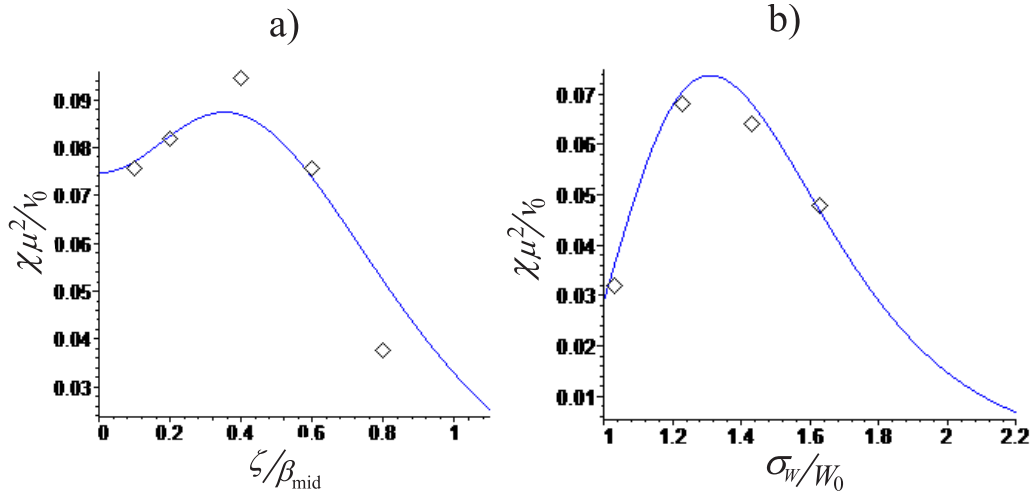


Рисунок 15: Зависимость обезразмеренных коэффициентов диффузии газа вихрей от величины разброса энергии активации для модели равномерного распределения высот барьеров (рисунок а) и для нормального распределения (рисунок б). Кривые построены при условиях: $\beta_{\text{mid}}/(k_B T) = 3$, $W_0/(k_B T) = 3$, $\zeta = (W_2 - W_1)/2$, $\beta_{\text{mid}} = (W_1 + W_2)/2$.

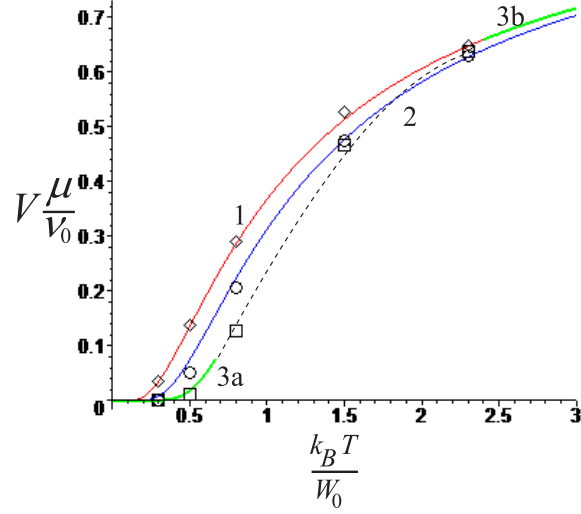


Рисунок 16: Температурные зависимости скорости смещения координаты максимума функции $\rho(x, t)$ для исследуемых моделей. Сплошная кривая 1 – все высоты барьеров одинаковы, сплошная кривая 2 – энергии барьеров распределены равномерно $\{0..2W_0\}$, участки сплошных кривых 3a и 3b – энергии распределены по нормальному закону с $\sigma_W^2 = W_0^2$.

жесткие дефекты, закрепившись на которых, газ частиц замедляет расширение своей области локализации. Это и приводит к фактическому закреплению большого количества частиц этим дефектом, и, как следствие, уменьшению коэффициентов диффузии вихрей.

Движение газа вихрей при этом выглядит так, как будто с ростом величины дисперсии энергии активации ζ (или σ_W) большинство частиц задерживаются на одном (нескольких) высоких барьерах, что естественно ограничивает разброс координат и дрейфовую скорость (см. рисунок 16).

Заключение

К основным результатам диссертационного исследования можно отнести:

1. В модели одномерной цепочки взаимодействующих кристаллитов со случайной локальной магнитной анизотропией рассчитаны параметры стохастических магнитных доменов: (а) константа эффективной магнитной анизотропии, как функция дисперсий размеров кристаллитов, направлений локальных осей анизотропии и констант локальной магнитной анизотропии, (б) функция распределения направлений эффективных осей

анизотропии стохастических доменов, для произвольных функций распределения направлений локальных осей. Показано, что при наличии текстуры в направлениях локальных осей анизотропии, приближенная функция распределения эффективных осей в форме кривой Гаусса может быть уточнена введением подгоночного параметра, для расчета которого получены аналитические выражения. В результате численного моделирования движения доменной стенки в цепочке зерен с флуктуациями локальной магнитной анизотропии обнаружено, что спектр случайного силового рельефа, закрепляющего стенку, содержит максимумы, соответствующие характерным масштабам в распределении намагниченности: размер неоднородности (кристаллита), размер стохастического домена, размер доменной стенки.

2. В цепочке кристаллитов с отсутствием обменного взаимодействия между ними имеют место стохастические магнитные домены. При этом, роль обмена, стремящегося упорядочить намагниченность зерен в конкуренции со случайной анизотропией, выполняет магнитостатическое взаимодействие. Для этого случая получены аналитические выражения для эффективной константы стохастического домена и его размера, которые зависят от размеров кристаллитов, их размагничивающих факторов и расстояния между ними. Построена фазовая кривая в пространстве параметров (длина кристаллитов/расстояние между кристаллитами), разделяющая случаи эффективной анизотропии системы: легкая ось/легкая плоскость. Расчеты продемонстрировали удовлетворительное согласие с численным моделированием и результатами экспериментов других авторов.
3. С использованием элементов теории случайных процессов для одномерной цепочки кристаллитов рассчитаны коэрцитивные силы в случаях: (а) закрепление доменной стенки на неоднородностях локальной магнитной анизотропии, (б) закрепление на неоднородностях полей рассеяния, созданных неровностями поверхности. В обоих случаях коэрцитивные силы зависят от длины цепочки и размеров кристаллитов. В случае (б) коэрцитивная сила прямо пропорциональна объему дефекта поверхности. Расчетные формулы удовлетворительно описывают результаты реального эксперимента.

4. В результате решения задачи о термоактивированном одномерном движении магнитного солитона (ядра вихря, доменной стенки), как движения частицы в случайном поле дефектов получено выражение для функции распределения плотности вероятности координат частицы зависящее от времени. Вычислены средние скорости дрейфа газа частиц и коэффициент диффузии для следующих частных случаев распределения высот энергетических барьеров: (а) высоты не флуктуируют, б) высоты распределены равномерно, в) высоты распределены по нормальному закону, г) распределение высот задано флуктуациями направлений локальных осей анизотропии дефектов. Для случаев (б) и (в) установлена немонотонная зависимость коэффициента диффузии от дисперсии энергии активации: при увеличении дисперсии энергии активации коэффициент диффузии растет, достигая максимума при определенной отношении дисперсии к средней высоте барьера, затем следует его уменьшение. Для случая (б) и (в) эти отношения составляют 0.4 и 1.3 соответственно.
5. Аналитически изучено коллективное гиротропное движение магнитных вихрей при различных сочетаниях полярности и завихренности ядер вихрей в системах в модели "жесткого" вихря: а) два вихря в двух параллельно ориентированных нанолентах, б) пять вихрей в цепочке из пяти дисков. Получены выражения для резонансных частот нормальных мод. Сопоставление расчетов с данными эксперимента показывает, что модель "жесткого" вихря хорошо описывает низкочастотные моды и хуже высокочастотные.
6. Получены выражения для закона дисперсии бесконечных квадратных массивов наноэлементов с вихревым распределением намагниченности, связывающие частоту резонансных мод с размерами, формой, намагниченностью, затуханием, расстоянием между элементами, завихренностью и полярностью для: а) параллельно ориентированных нанолент б) двумерных массивов из квадратных и треугольных элементов. Показано, что форма элементов при сравнимых линейных размерах существенно влияет на спектр резонансных частот. В массивах нанолент возможна реализация коллективного гиротропного движения с одновременным дрейфом вдоль длинной оси элементов. Апробация выражений с помощью экспериментального исследования резонансного поглощения на квадрат-

ных массивах квадратных пермаллоевых элементов показала, что полученные выражения удовлетворительно описывают эксперимент.

7. Для бесконечного квадратного массива цилиндров, состоящих из двух слоев с вихревой намагниченностью и произвольным сочетанием полярность/завихренность, разделенных немагнитной прослойкой, получены законы дисперсии коллективных мод магнитных вихрей. Установлено, что в случае отрицательного произведения полярностей и завихренностей в слоях индивидуального элемента ядра вихрей слоев элемента вращаются в противофазе порождая межчастичное взаимодействие квадрупольного типа. В противоположном случае (положительного произведения полярностей и завихренностей в слоях индивидуального элемента) имеет место синфазное движение и межчастичное взаимодействие дипольного типа.
8. Решена совокупность задач по поиску законов движения магнитного солитона с вихревой намагниченностью в поле структурных дефектов. Рассмотрены случаи: (а) система, где точечный дефект моделируется неоднородностью локальной анизотропии, (б) система с протяженным линейным дефектом, который может представляться границей между фазами пленки с различающимися магнитными параметрами или линейной неоднородностью локальной анизотропии. Для случая (а) получены уравнения траектории в частных случаях: ось анизотропии дефекта (двунаправленной или однонаправленной) ориентирована перпендикулярно или параллельно плоскости пленки. Показано расчетами, что в ограниченном нанодиске с дефектом при изменении радиуса траектории движения ядра вихря происходит пороговое изменение гиротропной частоты, возможно закрепление ядра на дефекте или некотором удалении от него или отражение от дефекта. Теоретические выводы подтверждаются другими авторами. В случае (б) получены уравнения траектории ядра вихря с учетом слагаемых в уравнении движения, содержащих эффективные массу и гировектор третьего порядка. Эти слагаемые определяют частоту осцилляций ядер вихрей на начальных участках траектории. Показано, что направление дрейфа скирмиона по отношению к линейному дефекту определяется коэффициентом затухания материала и линейными размерами скирмиона.

Список публикаций автора по теме диссертации

А1. Иванов А. А., **Орлов В. А.**, Патрушев Г. О. О свойствах стохастической магнитной структуры низкоммерных ультрадисперсных ферромагнетиков. // ФММ. 2006. Т. 102. Вып. 5. С. 518–526.

А2. Иванов А. А., **Орлов В. А.**, Патрушев Г. О., Свойства эффективной анизотропии магнитных блоков в ультрадисперсных ферромагнетиках. // ФММ. 2007. Т. 103. Вып. 3. С. 229–237.

А3. Иванов А. А., **Орлов В. А.**, Патрушев Г.О. К вопросу о формировании заданного распределения осей эффективной анизотропии в ферромагнетиках с регулярными неоднородностями // ФТТ. 2009. Т. 51. Вып. 4. С. 720–723.

А4. Иванов А. А., **Орлов В. А.**, Патрушев Г. О., Подольский Н.Н. Основное состояние намагниченности нанопроволок // ФММ. 2010. Т. 109. Вып. 2. С. 1–10.

А5. Ivanov A. A., **Orlov V. A.**, Podolsky N. N. Magnetic Structure of Nanowires and Magnetostatic Interaction // Solid State Phenomena. 2011. Vol. 168-169. P. 269–272.

А6. Иванов А. А., **Орлов В. А.** Дуализм магнитостатики в одномерной цепочке классических магнитных моментов // ФТТ. 2011. Т. 53. Вып. 7. С. 1266–1271.

А7. Иванов А. А., **Орлов В. А.** О степенях свободы намагниченности при моделировании магнитной структуры квазиодномерных систем // Математическое моделирование. 2013. Т. 25. Вып. 7. С. 28–36.

А8. Ivanov A. A., **Orlov V.A.** Self-organization of the magnetization in ferromagnetic nanowires // JMMM. 2017. Vol. 440. P. 217–220.

А9. Ivanov A. A. **Orlov V. A.** On features of magnetization self-organization in 1D stochastic ferromagnetic systems // Eur. Phys. J. B. 2017. Vol. 90. P. 40.

А10. Ivanov A. A., **Orlov V.A.** On the Hierarchy of the Characteristic Lengths of Nanowires Magnetization // Journal of Siberian Federal University. Mathematics and Physics. 2017. Vol. 10. No. 1. P. 60–64

А11. Ivanov A. A., **Orlov V. A.**, Erementchouk M. V., Podolsky N. N. Statistics of irreversible displacements of domain walls in nanowires // The European Physical Journal B. 2011. Vol. 83. P. 83–93.

А12. Иванов А. А., **Орлов В. А.** Сравнительный анализ механизмов за-

крепления доменной стенки в нанопроволоке // ФТТ. 2011. Т. 53. С. 2318–2326.

A13. Ivanov A. A., **Orlov V. A.**, Podolsky N. N. Mechanisms of Pinning of Domain Walls in Nanowires // Solid State Phenomena. 2011. Vol. 168-169. P. 230–233.

A14. Иванов А. А., **Орлов В. А.** Статистика скачков намагниченности в нанопроволоках // ФММ. 2011. Т. 111. Вып. 6. С. 580–586.

A15. Иванов А. А., **Орлов В. А.** Сценарии перемагничивания тонких проволок // ФТТ. 2015. Т. 57. С. 2143–2150.

A16. Иванов А. А., **Орлов В. А.**, Орлова И. Н. К теории термофлуктуационного движения доменных стенок в нанопроволоках // ФММ. 2013. Т. 114. Вып. 8. С. 687–697.

A17. Иванов А. А., **Орлов В. А.** О моделировании броуновского движения доменной стенки в нанопроволоках // ФТТ. 2014. Т. 56. Вып. 12. С. 2346–2354.

A18. Ivanov A. A. **Orlov V. A.** Simulation of the Brownian motion of the domain wall in a nonlinear force field of nanowires // Eur. Phys. J. B. 2015. Vol. 88. P. 32.

A19. **Orlov V. A.**, Kim P. D. On Low-frequency Oscillations of a Bloch-point in a Nanodisk // Journal of Siberian Federal University. Mathematics and Physics. 2013. V. 6. No. 1. P. 86–96.

A20. Ким П. Д., **Орлов В. А.**, Прокопенко В. С., Замай С. С., Принц В. Я., Руднко Р. Ю., Руденко Т. В. О низкочастотном резонансе магнитных вихрей в микро и нанопятнах // ФТТ. 2015. Т. 57. Вып. 1. С. 29–36.

A21. Ким П. Д., Прокопенко В. С., **Орлов В. А.**, Руденко Р. Ю., Руденко Т. В., Васильев Б. В., Живаев В. П., Ким Т. А. Магнитные структуры пермаллоевых пленочных микропятен // Доклады академии наук. 2015. Т. 463(1). С. 28–31.

A22. Kim P. D., **Orlov V. A.**, Rudenko R. Yu., Prokopenko V. S., Orlova I. N., Kobayakov A. V. On the resonant state of magnetization in array of interacting nanodots // JMMM. 2017. Vol. 440. P. 171.

A23. **Орлов В. А.**, Руденко Р. Ю., Кобяков А. В., Лукьяненко А. В., Ким П. Д., Прокопенко В. С., Орлова И. Н. О динамике намагниченности в двумерных массивах квадратных микроэлементов // ЖЭТФ. 2018. Том. 153. Вып. 4. С. 635–648.

- A24. Kim P. D., **Orlov V. A.**, Rudenko R. Yu., Kobayakov A. V., Lukyanenko A. V., Prokopenko V. S., Orlova I. N., Rudenko T. V. Collective motion of magnetization in two-dimensional arrays of square elements // Eur. Phys. J. B. 2018. Vol. 91. P. 90.
- A25. **Орлов В. А.**, Иванов А. А., Орлова И. Н. Движение взаимодействующих магнитных вихрей в параллельных нанолентах // ФТТ. 2019. Т. 61. Вып. 3. С. 493–500.
- A26. **Orlov V. A.**, Ivanov A. A., Orlova I. N., On the Effect of Magnetostatic Interaction on the Collective Motion of Vortex Domain Walls in a Pair of Nanostripes // Phys. Stat. Sol. B. 2019. P. 1900113.
- A27. **Orlov V. A.**, Patrino G. S., Orlova I. N. Dynamics of magnetization in an array of three-layer nanodiscs // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. Vol. 1389. P. 012005.
- A28. **Orlov V. A.**, Rudenko R. Yu., Prokopenko V. S., Orlova I. N. Features in the Resonance Behavior of Magnetization in Arrays of Triangular and Square Nanodots, Journal of Siberian Federal University. Mathematics And Physics. 2021. Vol. 14. No. 5. P. 611–623.
- A29. **Орлов В. А.**, Прокопенко В. С., Руденко Р. Ю., Орлова И. Н. Низкочастотный спектр гиротропных мод конечной цепочки взаимодействующих ферромагнитных нанодисков // ЖТФ. 2022. Т. 92. Вып. 4. С. 562–568.
- A30. **Orlov V. A.**, Patrino G. S., Orlova I. N. Spectrum of collective vibrations of vortex domain walls in a ferromagnetic nanostripe array // Eur. Phys. J. B. 2022. Vol. 95. P. 52.
- A31. **Орлов В. А.**, Руденко Р. Ю., Лукьяненко А. В., Яковчук В. Ю., Комаров В. А., Прокопенко В. С., Орлова И. Н. Особенности магнитного состояния упорядоченного массива ферромагнитных лент // ФММ. 2023. Т. 124. Вып. 2. С. 117–125.
- A32. **Орлов В. А.**, Патрин Г. С., Орлова И. Н. Взаимодействие Магнитного Вихря с неоднородностью Магнитной Анизотропии // ЖЭТФ. 2020. Т. 158. Вып. 4. С. 672–683.
- A33. **Orlov V. A.**, Patrino G. S., Dolgoplova M. V., Orlova I. N. Magnetic vortex near the extended linear magnetic inhomogeneity // JMMM. 2021. Vol. 533. P. 167999.
- A34. **Orlov V. A.**, Ivanov A. A., Orlova I. N., Patrino G. S. The Drift of Magnetic Vortices in a Random Field of Anchoring Centers // IEEE Trans. On

Список цитируемой литературы

1. Zamay T. N., Prokopenko V. S., Zamay S. S., Lukyanenko K. A., Kolovskaya O. S., Orlov V. A., Zamay G. S., Galeev R. G., Narodov A. A., Kichkailo A. S. Magnetic Nanodiscs—A New Promising Tool for Microsurgery of Malignant Neoplasms // *Nanomaterials*. – 2021. – Vol. 11. – P. 1459.
2. Semina P. N., Isaev I. L., Komogortsev S. V., Klyuchantsev A. B., Kostyukov A. S., Blagodatova A. V., Khrennikov D. E., Kichkailo A. S., Zamay T. N., Lapin I. N. Towards understanding the triggering of the malignant cell death in high-efficiency magneto-mechanical anticancer therapy // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2023. – Vol. 56, No. 6. – P. 065401.
3. Mukhtar A., Wu K., Cao X., Gu L. Magnetic nanowires in biomedical applications // *Nanotechnology*. – 2020. – Vol. 31. – P. 433001.
4. Vitol E. A., Novosad V., Rozhkova E. A. Microfabricated magnetic structures for future medicine: from sensors to cell actuators // *Nanomedicine*. – 2012. – Vol. 7(10). – P. 1611.
5. Wang C., Wang K., Wen X., Luo W., Liang S., Zhang Y., He Y. Stochastic Synapses Made of Magnetic Domain Walls // *Phys. Rev. Appl.* – 2022. – Vol. 18. – P. 064014.
6. Kumar D., Jin T., Risi S. A., Sbiaa R., Lew W. S., Piramanayagam S. N. Domain Wall Motion Control for Racetrack Memory Applications // *IEEE Trans. On Magn.* – 2019. – Vol. 55, No. 3. – P. 2300708.
7. Marrows C. H., Zeissler K. Perspective on skyrmion spintronics // *Appl. Phys. Lett.* – 2021. – Vol. 119. – P. 250502.
8. Yu G., Upadhyaya P., Shao Q., Wu H., Yin G., Li X., He C., Jiang W., Han X., Amiri P. K., Wang K. L. Room-Temperature Skyrmion Shift Device for Memory Application // *Nano Lett.* – 2017. – Vol. 17. – P. 261–268.
9. Fert A., Reyren N., Cros V. Magnetic skyrmions: advances in physics and potential applications // *Nature Reviews Materials*. – 2017. – Vol. 2. – P. 17031.

10. Muller J. Magnetic Skyrmions and Topological Domain Walls // Inaugural-Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität zu Köln. 2018.
11. Metlov K. L. Equilibrium large vortex state in ferromagnetic disks // J. Appl. Phys. – 2013. – Vol. 113. – P. 223905.
12. Metlov K. L., Gusliencko K. Yu. Stability of magnetic vortex in soft magnetic nano-sized circular cylinder // JMMM. – 2002. – Vol. 242-245. – P. 1015–1017.
13. Gusliencko K. Yu., Novosad V., Otani Y., Shima H., Fukamichi K. Field evolution of magnetic vortex state in ferromagnetic disks // Appl. Phys. Lett. – 2021. – Vol. 78. – P. 3848–3850.
14. Gusliencko K. Y. Magnetic Vortices and Skyrmions // Journal of Magnetism. – 2019. – Vol. 24, No. 4. – P. 549–567.
15. Metlov K. L. Simple analytical description for the cross-tie domain wall structure // Appl. Phys. Lett. – 2001. – Vol. 79. – P. 2609–2611.
16. Kim C. H., Myung Y., Cho Y. J., Kim H. S., Park S.-H., Park J., Kim J.-Y., Kim B. Electronic structure of vertically aligned Mn-doped CoFe_2O_4 nanowires and their application as humidity sensors and photodetectors // J. Phys. Chem. C. – 2009. – Vol. 113. – P. 7085–7090.
17. Moreno J. A., Bran C., Vazquez M., Kosel J. Cylindrical Magnetic Nanowires Applications // IEEE Trans. On Magn. – 2021. – Vol. 57, No. 4. – P. 800317.
18. Medlej I., Hamadeh A., Hassan F. E. H. Skyrmion based random bit generator // Physica B: Physics of Condensed Matter. – 2020. – Vol. 579. – P. 411900.
19. Chauwin M., Hu X., Garcia-Sanchez F., Betrabet N., Paler A., Moutafis C., Friedman J. S. Skyrmion Logic System for Large-Scale Reversible Computation // Phys. Rev. App. – 2019. – Vol. 12. – P. 064053.
20. Zhang X., Ezawa M., Zhou Y. Magnetic skyrmion logic gates: conversion, duplication and merging of skyrmions // Scientific Reports. – 2015. – Vol. 5:9400.

21. Demand M., Encinas-Oropesa A., Kenane S., Ebels U., Huynen I., Piraux L. Ferromagnetic resonance studies of nickel and permalloy nanowire arrays // JMMM. – 2002. – Vol. 249. – P. 228–233.
22. Dmytriiev O., Al-Jarah U. A. S., Gangmei P., Kruglyak V. V., Hicken R. J., Mahato B. K., Rana B., Agrawal M., Barman A., Matefi-Tempfli M., Piraux L., Matefi-Tempfli S. Static and dynamic magnetic properties of densely packed magnetic nanowire arrays // Phys. Rev. B. – 2013. – Vol. 87. – P. 174429.
23. Sobirov M. I., Samardak A. Yu., Potapova S. R., Karibov M. B., Rogachev K. A., Ognev A. V., Samardak A. S. FORC-investigation of magnetic properties of Ni nanowire arrays synthesized using Al₂O₃ templates with different order of pores // St. Petersburg Polytechnic University Journal. Physics and Mathematics. – 2022. – Vol. 15, No. 3.1. – P. 113–118.
24. Varga M., Galdun L., Kunca B., Vega V., Garcia J., Prida V. M., Barriga-Castro E. D., Luna C., Diko P., Saksl K., Varga R., FORC and TFORC analysis of electrodeposited magnetic shape memory nanowires array // Journal of Alloys and Compounds. – 2021. – Vol. 897. – P. 163211.
25. Samardak A. S., Ognev A. V., Samardak A. Yu., Stebliy E. V., Modin E. B., Chebotkevich L. A., Komogortsev S. V., Stancu A., Panahi-Danaei E., Fardilkhichy A., Nasirpour F. Variation of magnetic anisotropy and temperature-dependent FORC probing of compositionally tuned Co-Ni alloy nanowires // Journal of Alloys and Compounds. – 2018. – Vol. 732. – P. 683–693.
26. Jain R. K., Tsai L.-Z., Huang B.-C., Chang L.-J., Liang J.-Z., Tang Y.-H., Lee S.-F. Simulation on spin wave transmission and domain wall dynamics in a permalloy nanostrip // JMMM. – 2022. – Vol. 563. – P. 169901.
27. Zighem F., Maurer Th., Ott F., Chaboussant G. Dipolar interactions in arrays of ferromagnetic nanowires: A micromagnetic study // J. Of Appl. Phys. – 2011. – Vol. 109. – P. 013910.
28. Hu Z., Shao Y., Lopez-Dominguez V., Khalili Amiri P. Micromagnetic Investigation of a Voltage-Controlled Skyrmionic Magnon Switch // Phys. Rev. Appl. – 2022. – Vol. 17. – P. 044055.

29. Glathe S., Mattheis R. Magnetic domain wall pinning by kinks in magnetic nanostripes // Phys. Rev. B. – 2012. – Vol. 85. – P. 024405.
30. Estevez V., Laurson L. Magnetic domain-wall dynamics in wide permalloy strip // Phys. Rev. B. – 2016. – Vol. 93. – P. 064403.
31. Kozlov A. G., Pustovalov E. V., Kolesnikov A. G., Chebotkevich L. A., Samardak A. S. Induced magnetic anisotropies dependent micromagnetic structure of epitaxial Co nanostrip arrays // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2018. – Vol. 459. – P. 118–124.
32. Schobitz M., Novotny O., Trapp B., Bochmann S., Cagnon L., Thirion C., Masseboeuf A., Mossang E., Fruchart O., Bachmann J. A Material View on Extrinsic Magnetic Domain Wall Pinning in Cylindrical CoNi Nanowires // J. Phys. Chem. C. – 2023. – Vol. 127. – P. 2387–2397.
33. Usov N. A., Serebryakova O. N., Tarasov V. P. Interaction Effects in Assembly of Magnetic Nanoparticles // Nanoscale Research Letters. – 2017. – Vol. 12. – P. 489.
34. Nguyen V. D., Fruchart O., Pizzini S. Vogel J. Toussaint J.-C., Rougemaille N. Third type of domain wall in soft magnetic nanostrips // Sci. Rep. – 2015. – Vol. 5. – P. 12417.
35. Rougemaille N., Uhler V., Fruchart O., Pizzini S., Vogel J., Toussaint J. C. Phase diagram of magnetic domain walls in spin valve nano-strips // Appl. Phys. Lett. – 2012. – Vol. 100. – P. 172404.
36. Janutka A. Complexes of Domain Walls in Ferromagnetic Stripes // Acta Phys. Pol. A. – 2013. – Vol. 124. – P. 641–648.
37. Thiele A. A. Applications of the gyrocoupling vector and dissipation dyadic in the dynamics of magnetic domains // J. of Appl. Phys. – 1974. – Vol. 45. – P. 377.
38. Han D.-S., Vogel A., Jung H., Lee K.-S., 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 Report. – 2013. – Vol. 3:2262.

39. Руденко Р. Ю. Динамические свойства вихревых структур намагниченности в нано-, микроточках // Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. г. Красноярск. 2018. – 114 с.
40. Compton R. L., Crowell P. A. Dynamics of a Pinned Magnetic Vortex // Phys. Rev. Lett. – 2006. – Vol. 97. – P. 137202.
41. Ding J., Jain S., Lapa P. N., Khaire T., Lendinez S., Posada C. M., Zhang W., Pearson J. E., Hoffmann A., Novosad V. Gyrotropic frequency control in ferromagnetic dots using a nanoscale vortex barrier // AIP ADVANCES. – 2016. – V. 6. – P. 056102.
42. Li Z.-X., Wang C., Cao Y., Yan P. Edge states in a two-dimensional honeycomb lattice of massive magnetic skyrmions // Phys. Rev. B. – 2018. – Vol. 98. – P. 180407R.
43. Kang W., Huang Y., Zheng Ch., Lv W., Lei N., Zhang Y., Zhang X., Zhou Y., Zhao W., Voltage Controlled Magnetic Skyrmion Motion for Racetrack Memory // Sci. Rep. – 2016. – Vol. 6. – P. 23164.

Отпечатано в типографии Института физики им. Л. В. Киренского
Сибирского отделения Российской академии наук –
обособленного подразделения ФИЦ КНЦ СО РАН.

Тираж 80 экз. Заказ № 4. Объем 2.7 усл. печ. л. Формат 60x84/16.
660036, Красноярский край, г. Красноярск, ул. Академгородок, 50, стр. 38