

На правах рукописи

Кузнецов Михаил Алексеевич

**Эффекты близости в многослойных магнитных  
структурах**

Специальность 1.3.8 —  
«Физика конденсированного состояния»

Автореферат  
диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Нижний Новгород — 2024

Работа выполнена в Институте Физики Микроструктур РАН — филиале Федерального государственного бюджетного научного учреждения «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова Российской академии наук» (ИФМ РАН), Нижний Новгород

Научный руководитель: **Фраерман Андрей Александрович**,  
доктор физико-математических наук,  
главный научный сотрудник ИФМ РАН

Официальные оппоненты: **Логунов Михаил Владимирович**,  
доктор физико-математических наук,  
профессор, ведущий научный сотрудник,  
Институт радиотехники и электроники  
им. В. А. Котельникова Российской  
академии наук (ИРЭ РАН)  
**Кудасов Юрий Бориславович**  
доктор физико-математических наук,  
доцент, главный научный сотрудник,  
Российский федеральный ядерный центр —  
Всероссийский научно-исследовательский  
институт экспериментальной физики  
(РФЯЦ — ВНИИЭФ), Саровский физико-  
технический институт (СарФТИ НИЯУ  
МИФИ)

Ведущая организация: Московский государственный университет  
им. М. В. Ломоносова

Защита состоится 6 февраля 2025 г. в 14 часов на заседании диссертационного совета Д 24.1.238.02 при Федеральном исследовательском центре «Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова» Российской академии наук по адресу: 603087, Нижегородская область, Кстовский район, д. Афоново, ул. Академическая, д. 7, ауд. 237.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института физики микроструктур РАН и на сайте [http://www.ipmras.ru/UserFiles/Diss/2024/kuznetsov-mikhail-alekseevich-effekty/Kuznetsov\\_M\\_A.pdf](http://www.ipmras.ru/UserFiles/Diss/2024/kuznetsov-mikhail-alekseevich-effekty/Kuznetsov_M_A.pdf)

Автореферат разослан \_\_\_\_\_ декабря 2025 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,  
доктор физико-математических наук,  
профессор РАН

Д. Ю. Водолазов

## Общая характеристика работы

Под эффектами близости в широком смысле понимают всевозможные эффекты, возникающие в окрестности контакта различных материалов [1]. По-видимому, самым известным примером является возникновение сверхпроводящих свойств в несверхпроводящих металлах, приведенных в электрический контакт со сверхпроводником [2]. Этот эффект связан с проникновением сверхпроводящего параметра порядка (куперовских пар) в нормальный металл на глубину, сравнимую с длиной когерентности. При этом в окрестности границы раздела со стороны сверхпроводника происходит подавление сверхпроводящего параметра порядка. Аналогичная ситуация реализуется вблизи контакта магнитоупорядоченного (например, ферро- или антиферромагнетика) и слабомагнитного (например, парамагнетика<sup>1</sup>) веществ: вблизи границы со стороны магнитоупорядоченного вещества магнитный порядок подавляется, а со стороны слабомагнитного — индуцируется [3, 4]. В этом случае говорят, соответственно, о магнитном эффекте близости. Сюда можно отнести также явления, возникающие на границе раздела двух магнитоупорядоченных веществ, например ферро- и антиферромагнетика.

Обычно магнитный эффект близости возникает благодаря наличию обменного взаимодействия на границе раздела. В этом случае граница должна быть как можно более резкой и как можно менее шероховатой для обеспечения большой обменной связи материалов. С другой стороны, магнитный эффект близости может быть вызван, например, диполь-дипольным (магнитостатическим) взаимодействием. Так, доменные структуры двух ферромагнитных слоев перестраиваются при их магнитостатическом взаимодействии, обусловленным полями рассеяния [5]. В этом случае требования к границе раздела могут быть смягчены. В частности, эффект близости сохранится, даже если материалы разделены диэлектрической прослойкой<sup>2</sup>.

Исследованию магнитных эффектов близости и их возможных следствий посвящена настоящая диссертация.

### Актуальность темы исследования

Магнитные эффекты близости (например, намагничивание парамагнетика) могут приводить к другим, связанным эффектам. В частности, если намагничивание происходит в адиабатических условиях, то оно будет сопро-

---

<sup>1</sup>Далее под парамагнетиком будет также пониматься ферромагнетик, поддерживаемый при температуре, превышающей критическую

<sup>2</sup>Отметим, что толщина прослойки должна быть, с одной стороны, меньше характерного масштаба неоднородностей распределения намагниченности (толщины доменной стенки). С другой стороны, толщина прослойки должна быть достаточно большой для подавления обменного взаимодействия

вождаться нагревом. Наоборот, при адиабатическом размагничивании парамагнетика происходит его охлаждение. Это явление было открыто более ста лет назад [6] и называется магнитокалорическим эффектом (МКЭ). Интерес к МКЭ во многом связан с возможностью создания «магнитного» холодильника, в котором роль рабочего тела будет выполнять магнитный материал с сильным МКЭ, намагничиваемый внешним магнитным полем. Подобные устройства имеют ряд преимуществ по сравнению с холодильниками, работающими на основе процессов испарения и конденсации рабочего вещества, среди которых выделяют экологичность и энергоэффективность [7, 8].

Несмотря на успехи в исследовании магнитокалорических материалов, технология магнитного охлаждения до сих пор не получила широкого распространения. Одна из ключевых проблем состоит в необходимости приложения большого ( $10 - 100$  кЭ) магнитного поля для достижения заметного ( $\sim 1$  К) изменения температуры [9]. Для создания таких больших полей требуются значительные затраты энергии (если используются электромагниты) или громоздкие постоянные магниты [10], которые нежелательно использовать в технологии магнитного охлаждения. Переход от объемных материалов к наноструктурированным [11, 12] может помочь существенно уменьшить величину прикладываемого поля при полном или частичном сохранении величины МКЭ, поэтому представляется интересным изучение МКЭ в наноструктурах. Действительно, если парамагнитный слой имеет толщину, сравнимую с его обменной длиной ( $\leq 10$  нм), то при обменном взаимодействии с ферромагнетиками, например, в трехслойной структуре ферромагнетик/парамагнетик/ферромагнетик, парамагнитный слой может быть намагничен по всему объему, когда намагниченности ферромагнетиков параллельны. Поскольку величина обменного поля может достигать огромных значений ( $\sim 10^7$  Э) [13], то эта намагниченность может быть значительной. При антипараллельной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев намагниченность прослойки должна быть существенно меньше. Осуществляя переключение между параллельной и антипараллельной ориентациями посредством приложения небольшого ( $\sim 100$  Э) внешнего магнитного поля<sup>3</sup>, можно добиться значительного МКЭ. Таким образом, исследование МКЭ в наноструктуре ферромагнетик/парамагнетик/ферромагнетик, а также в схожей структуре ферромагнетик/антиферромагнетик/ферромагнетик, является актуальной задачей для применения в технологии охлаждения устройств микро- и наноэлектроники [14, 15].

С другой стороны, обратное влияние парамагнетика на ферромагнетик также может приводить к интересным эффектам. В случае, когда об-

---

<sup>3</sup>Предполагается, что один из ферромагнитных слоев имеет большее поле переключения, например, из-за эффекта обменного смещения, вызванного взаимодействием с антиферромагнетиком

менное взаимодействие между слоями подавлено, парамагнетик может быть намагничен полями рассеяния, создаваемыми ферромагнитной пленкой. Но намагниченный парамагнетик и сам является источником полей рассеяния, которые влияют на исходное распределение намагниченности в ферромагнетике. Такое магнитостатическое взаимодействие приводит к нарушению киральной симметрии в системе. Это проявляется, в частности, в разности энергий левой и правой магнитных циклоид [16]. Нарушение киральной симметрии делает магнитостатическое взаимодействие похожим на взаимодействие Дзялошинского-Мории (ДМ), которое существует в системах без центра инверсии [17,18]. Такая ситуация реализуется, например, в кристаллах MnSi [19] и в искусственных многослойных структурах ферромагнетик/тяжелый металл [20]. Взаимодействие ДМ приводит к невзаимности спиновых волн [21] и формированию экзотических магнитных состояний: магнитных циклоид и скирмионов [22]. Свойство невзаимности спиновых волн может быть использовано для создания магнонных логических устройств, таких как диод и циркулятор [23,24]. С другой стороны, магнитные скирмионы являются многообещающими кандидатами для создания новых устройств для хранения и обработки информации [25], а также вызывают значительный интерес для нейроморфных вычислений [26].

Ожидается, что в структуре ферромагнетик/парамагнетик, а также в схожей с ней структуре ферромагнетик/сверхпроводник, в которой источником вторичных полей рассеяния является сверхток в сверхпроводнике, должны иметь место описанные выше эффекты. Ключевым отличием этих структур от системы со взаимодействием ДМ является сильная температурная зависимость магнитостатической связи в окрестности критических температур парамагнетика и сверхпроводника, что позволяет настраивать величину взаимодействия. Эта особенность может оказаться полезной для приложений.

## **Цель и задачи работы**

Целью настоящей диссертации является теоретическое исследование влияния магнитных эффектов близости на

1. Магнитокалорические свойства многослойных структур ферромагнетик/парамагнетик и ферромагнетик/антиферромагнетик, в которых в качестве магнитокалорического материала (рефрижеранта) выступают парамагнетик и антиферромагнетик, а ферромагнитные слои создают обменные поля на границах раздела;
2. Статические и динамические свойства планарных структур ферромагнетик/парамагнетик и ферромагнетик/сверхпроводник, в которых эффект близости обусловлен диполь-дипольным взаимодействием ферромагнетика и парамагнетика или сверхпроводника.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

1. Расчет изотермического изменения магнитной энтропии структуры ферромагнетик/парамагнетик/ферромагнетик при изменении взаимной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев с параллельной до антипараллельной. Оценка величины магнитного поля, которое необходимо приложить к системе для осуществления такого переключения;
2. Расчет изотермического изменения магнитной энтропии структуры ферромагнетик/антиферромагнетик/ферромагнетик при изменении направления намагниченностей ферромагнитных слоев с перпендикулярного до параллельного относительно легкой оси антиферромагнитной прослойки. Оценка величины магнитного поля, которое необходимо приложить к системе для осуществления такого переключения;
3. Вычисление эффективной постоянной ДМ, расчет спектра спиновых волн, а также расчет энергий киральных магнитных текстур (скирмиона, магнитной циклоиды) в структурах ферромагнетик/парамагнетик и ферромагнетик/сверхпроводник. Определение условий, при которых киральные магнитные текстуры имеют меньшую энергию, чем однородное распределение намагниченности.

## **Научная новизна**

1. Построена феноменологическая модель, позволяющая рассчитывать МКЭ (изотермическое изменение магнитной энтропии) в структуре ферромагнетик/парамагнетик/ферромагнетик. Получено аналитическое выражение для изотермического изменения магнитной энтропии, вызванного изменением взаимной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев с параллельной до антипараллельной.
2. Предложен способ обменного усиления МКЭ в структуре ферромагнетик/антиферромагнетик/ферромагнетик, основанный на подавлении антиферромагнитного порядка прослойки обменными полями со стороны ферромагнитных слоев. Построена феноменологическая модель, позволяющая рассчитывать МКЭ (изотермическое изменение магнитной энтропии) в такой структуре. Получено аналитическое выражение для изотермического изменения магнитной энтропии, вызванного изменением направления намагниченностей ферромагнитных слоев с перпендикулярного до параллельного относительно легкой оси антиферромагнетика.
3. Получены аналитические выражения для эффективной постоянной ДМ, а также спектров спиновых волн в структурах ферромагнетик/парамагнетик и ферромагнетик/сверхпроводник. Показано, что

энергия ферромагнитной пленки с киральными магнитными текстурами (скирмионом и магнитной циклоидой) может быть меньше энергии однородно намагниченной пленки только в случае системы ферромагнетик/парамагнетик.

## Теоретическая и практическая значимость

Построенные феноменологические модели позволяют рассчитывать МКЭ в многослойных структурах ферромагнетик/парамагнетик и ферромагнетик/антиферромагнетик по известным из литературы наборам феноменологических параметров. Так, для структур Fe/Gd/Fe и ферромагнетик/MnF<sub>2</sub>/ферромагнетик изотермическое изменение магнитной энтропии может достигать  $1 \cdot 10^5$  эрг К<sup>-1</sup> см<sup>-3</sup> и  $5 \cdot 10^5$  эрг К<sup>-1</sup> см<sup>-3</sup> соответственно. Величина магнитного поля, которое необходимо приложить к структурам для достижения такого эффекта, не превышает 0.35 кЭ и 10 кЭ. Полученные величины сравнимы с МКЭ в эталонном магнитокалорическом материале Gd в поле 10 кЭ ( $\approx 2.4 \cdot 10^5$  эрг К<sup>-1</sup> см<sup>-3</sup> [27]). Продемонстрировано обменное усиление МКЭ в рассматриваемых структурах. Так, МКЭ в отдельных пленках Gd и MnF<sub>2</sub> при тех же величинах внешнего поля составляет  $2.3 \cdot 10^4$  эрг К<sup>-1</sup> см<sup>-3</sup> и  $0.85 \cdot 10^4$  эрг К<sup>-1</sup> см<sup>-3</sup>, что соответствует обменному усилению в 4 и в 60 раз. Продемонстрировано выполнение соотношения Максвелла для рассматриваемых структур, связывающее энтропию и магнитный момент, что позволяет проводить косвенные измерения изотермического изменения энтропии по магнитометрическим данным. Таким образом, полученные результаты можно рассматривать как рекомендацию для проведения экспериментов по измерению МКЭ в рассматриваемых структурах.

Эффективное взаимодействие ДМ, возникающее в системах ферромагнетик/парамагнетик и ферромагнетик/сверхпроводник, имеет интересную особенность — сильную температурную зависимость в окрестности критических точек фазовых переходов второго рода парамагнетика и сверхпроводника. Эта особенность позволяет изменять величину невзаимности спиновых волн в широком диапазоне частот, что может быть использовано для создания управляемых устройств магнотонной логики. Так, величина частотного сдвига в структурах Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>/Gd и Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>/Pb при изменении температуры на 5 К может достигать 8 ГГц и 0.2 ГГц соответственно. Предсказанная возможность стабилизации киральных магнитных текстур позволяет говорить о структуре ферромагнетик/парамагнетик как о возможном материале для создания скирмионов, являющимся альтернативой по отношению к структуре ферромагнетик/тяжелый металл. Сильная температурная зависимость эффективной постоянной ДМ позволяет управлять размерами скирмионов, дает возможность их создания и удаления, что может найти применение в устройствах магнитной памяти. Полученные результаты допускают возмож-

ность экспериментальной проверки. Так, эффективную постоянную ДМ можно измерить при помощи мандельштам-бриллюэновской спектроскопии; формирующиеся киральные магнитные состояния можно наблюдать методами магнитно-силовой и лоренцевой микроскопии.

## **Методология и методы исследования**

Для решения первых двух поставленных задач была использована теория Ландау фазовых переходов второго рода, в рамках которой свободная энергия представляется в виде разложения по степеням параметров порядка и их производных. Посредством минимизации свободной энергии определены параметры порядка, а также их связь с магнитной энтропией рассматриваемых систем. Для решения третьей поставленной задачи использовались уравнения Максвелла и уравнение Лондонов для нахождения магнитостатической энергии систем ферромагнетик/парамагнетик и ферромагнетик/сверхпроводник. Для определения спектра спиновых волн решалось уравнение Ландау-Лифшица, а для определения энергий киральных магнитных текстур применялся метод пробных функций.

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

1. В многослойной структуре ферромагнетик/парамагнетик достигается обменное усиление магнитокалорического эффекта, обусловленное наведением ферромагнитного порядка в парамагнетике из-за эффекта близости. Наибольшее изотермическое изменение магнитной энтропии обеспечивается изменением взаимной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев с параллельной до антипараллельной.
2. В многослойной структуре ферромагнетик/антиферромагнетик достигается обменное усиление магнитокалорического эффекта, обусловленное подавлением антиферромагнитного порядка в антиферромагнетике из-за эффекта близости. Наибольшее изотермическое изменение магнитной энтропии обеспечивается изменением направления намагниченностей ферромагнитных слоев с перпендикулярного до параллельного относительно легкой оси анизотропии антиферромагнетика. В рассматриваемой неоднородной структуре выполняется соотношение Максвелла, при помощи которого можно проводить косвенные измерения изотермического изменения магнитной энтропии по магнитометрическим данным.
3. Магнитостатическое взаимодействие приводит к появлению невзаимного слагаемого в спектре спиновых волн, распространяющихся в структурах ферромагнетик/парамагнетик и ферромагнетик/сверхпроводник, а также стабилизирует киральные магнитные текстуры (магнитная циклои-



да, скирмион) в структуре ферромагнетик/парамагнетик. Особенностью рассматриваемого взаимодействия является сильная температурная зависимость в окрестности критических точек парамагнетика и сверхпроводника.

### **Личный вклад автора**

1. Основной вклад в расчет изотермического изменения магнитной энтропии в многослойной структуре ферромагнетик/парамагнетик в рамках теории Ландау фазовых переходов второго рода (совместно с А. А. Фраерманом) [A1, A2]. Расчеты в рамках теории молекулярного поля выполнены А. Б. Дровосековым [A2].
2. Основной вклад в исследование магнитокалорического эффекта в многослойной структуре ферромагнетик/антиферромагнетик в рамках теории Ландау фазовых переходов второго рода (совместно с Е. А. Караштиным) [A6].
3. Основной вклад в расчет спектра спиновых волн в структурах ферромагнетик/парамагнетик и ферромагнетик/сверхпроводник (совместно с А. А. Фраерманом) [A3, A5].
4. Равнозначный вклад в расчет эффективной постоянной Дзялошинского-Мории, а также в определение условий устойчивости киральных магнитных текстур (совместно с А. А. Фраерманом и К. Р. Мухаматчиным) [A4, A5].

### **Степень достоверности и апробация результатов**

Результаты работы опубликованы в отечественных и зарубежных журналах: Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики [A2, A5]; Journal of Applied Physics [A1]; Physical Review B [A3, A4, A6].

Также результаты докладывались на следующих международных конференциях: XXIV-XXVIII международные симпозиумы «Нанозифика и наноэлектроника» (Н.Новгород, 2020-2024); Международная конференция «Новое в магнетизме и магнитных материалах» (Москва, 2021); VIII Euro-Asian Symposium «Trends in MAGnetism» (Russia, Kazan, 2022); Дни калорики в Дагестане: функциональные материалы и их приложения (Дербент, 2023).

Кроме того, по результатам диссертации были проведены семинары в Институте физики микроструктур РАН; Институте теоретической физики им. Л. Д. Ландау; Нижегородском государственном университете им. Н. И. Лобачевского.

## Публикации

Результаты диссертации изложены в 14 печатных работах, в том числе в 6 статьях в реферируемых журналах, входящих в список ВАК [А1–А6], и в 8 работах в сборниках трудов международных конференций.

## Содержание работы

Во **Введении** обоснована актуальность темы работы, описана степень ее разработанности, сформулированы основные цели и задачи, аргументирована научная новизна исследований, а также теоретическая и практическая значимость полученных результатов; описана методология и методы исследования, указан личный вклад автора в работу, сформулированы основные положения, выносимые на защиту.

**Глава 1** посвящена литературному обзору. Приведено описание используемых теоретических подходов: теории Ландау фазовых переходов второго рода (**Раздел 1.1.1** и **1.1.3**), теории молекулярного поля (**Раздел 1.1.2**); описан принцип магнитного охлаждения (**Раздел 1.2**); рассмотрены магнитные структуры с нарушенной симметрией по отношению к инверсии (**Раздел 1.3.1**) и обращению времени (**Раздел 1.3.2**), а также следствия таких нарушений.

В **Главе 2** приведено исследование МКЭ в планарной структуре ферромагнетик/парамагнетик/ферромагнетик (рис. 1). В такой структуре парамагнитная прослойка выступает в качестве твердотельного рефрижеранта, а ферромагнитные слои являются источниками обменных полей, меняющих магнитную энтропию прослойки при изменении взаимной ориентации их намагниченностей с параллельной (рис. 1 а) до антипараллельной (рис. 1 б). Магнитокалорический эффект в такой системе тем больше, чем сильнее обменная связь на границе между ферромагнетиком и парамагнетиком. В **Разделе 2.1** вычисляется индуцированная намагниченность в полубесконечном парамагнетике, граничащем с ферромагнетиком. Показано, что если постоянная межслоевого обменного взаимодействия  $l_J$  много больше некоторой характерной величины, т.е.  $l_J \gg l_0(\beta/2)^{1/2}$ , то намагниченность парамагнетика достигает насыщения на границе раздела. Здесь  $l_0$  — обменная длина в парамагнетике,  $\beta$  — один из феноменологических параметров теории Ландау. Это условие выполняется в структуре Fe/Gd, где в качестве рефрижеранта выступает эталонный магнитокалорический материал — Gd. В **Разделе 2.2** показано, что в трехслойной структуре изотермическое изменение магнитной энтропии  $\Delta s$ , вызванное изменением взаимной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев с параллельной ( $\uparrow\uparrow$ ) до антипараллельной ( $\uparrow\downarrow$ ), про-

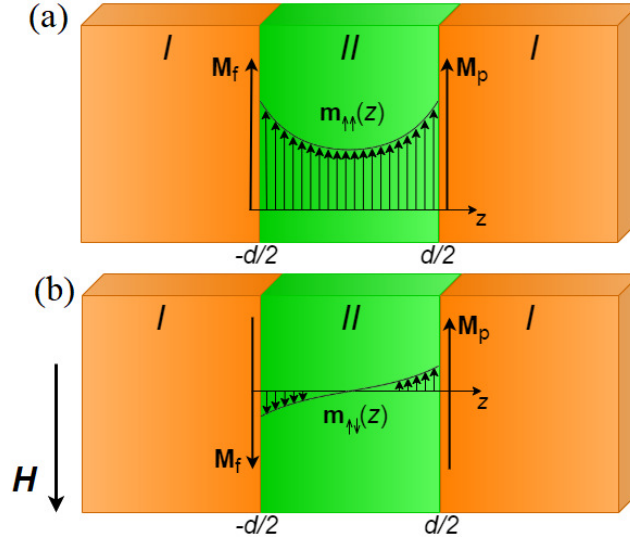


Рис. 1: Схематическое изображение планарной структуры ферромагнетик/парамагнетик/ферромагнетик для случаев (a) параллельной и (b) антипараллельной ориентаций намагниченностей ферромагнитных слоев. Здесь  $I$  — ферромагнитный слой,  $II$  — парамагнитный слой,  $M_f$  — намагниченность свободного ферромагнитного слоя,  $M_p$  — намагниченность закрепленного ферромагнитного слоя,  $H$  — внешнее магнитное поле. Сплошными линиями показаны профили намагниченности прослойки  $m_{\uparrow\uparrow}(z)$  и  $m_{\uparrow\downarrow}(z)$

порционально среднему квадрату намагниченности прослойки  $\mathbf{m}$ , т.е.

$$\Delta s = s_{\uparrow\downarrow} - s_{\uparrow\uparrow} \propto \overline{\mathbf{m}^2_{\uparrow\uparrow}} - \overline{\mathbf{m}^2_{\uparrow\downarrow}}, \quad \overline{\mathbf{m}^2_{\uparrow\uparrow(\uparrow\downarrow)}} = \frac{1}{d} \int_{-d/2}^{d/2} \mathbf{m}^2_{\uparrow\uparrow(\uparrow\downarrow)}(z) dz,$$

где  $d$  — толщина прослойки,  $z$  — координата, изменяющаяся вдоль нормали к слоям, а верхнее подчеркивание обозначает усреднение по толщине прослойки. На рис. 2 изображены зависимости  $\Delta s$  при различных толщинах парамагнитной прослойки  $d$  в структуре Fe/Gd/Fe. Как можно видеть, величина МКЭ может достигать больших значений ( $\Delta s \approx 1 \cdot 10^5$  эрг  $K^{-1}$   $cm^{-3}$ ), что сравнимо с МКЭ в объемном Gd в поле 10 кЭ ( $\approx 2.4 \cdot 10^5$  эрг  $K^{-1}$   $cm^{-3}$  [27]). При этом величина магнитного поля, которое необходимо приложить к рассматриваемой системе для достижения такого эффекта, составляет 0.35 кЭ, что почти в 30 раз меньше. Оценка адиабатического изменения температуры  $\Delta T$  в структуре Fe/Gd(3 нм)/Fe составляет  $-0.5$  К (в объемном Gd —  $-3.3$  К [27]). Эффект магнитной близости приводит к 4-кратному усилению МКЭ. Действительно, изотермическое изменение энтропии отдельной пленки Gd в поле 0.35 кЭ составляет  $2.3 \cdot 10^4$  эрг  $K^{-1}$   $cm^{-3}$ , что примерно в 4 раза меньше, чем в структуре Fe/Gd(3 нм)/Fe.

В **Главе 3** приведено исследование МКЭ в планарной структуре ферромагнетик/антиферромагнетик/ферромагнетик (рис. 3). Теперь в качестве

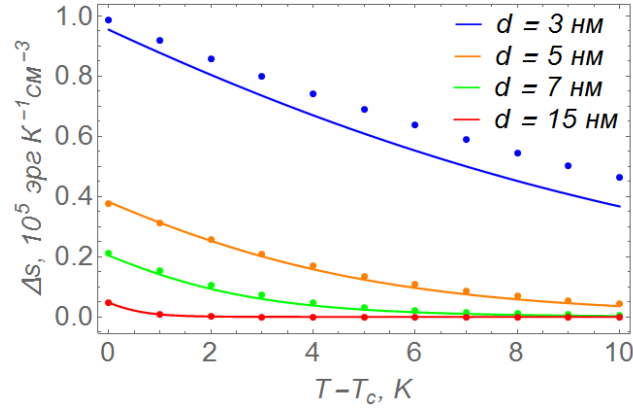


Рис. 2: Температурные зависимости изотермического изменения магнитной энтропии  $\Delta s$  при различных толщинах парамагнитной прослойки  $d$  в структуре Fe/Gd/Fe. Сплошными линиями изображены результаты расчетов по теории Ландау, точками — по теории молекулярного поля [A2]

рефрижеранта выступает прослойка антиферромагнетика, антиферромагнитный порядок (вектор Нееля) которой подавляется обменными полями со стороны ферромагнитных слоев. Степень подавления антиферромагнитного порядка и, как следствие, магнитная энтропия прослойки различны для случаев перпендикулярного (рис. 3 а) и параллельного (рис. 3 б) направлений намагниченностей ферромагнетиков относительно легкой оси прослойки. В **Разделе 3.1** рассчитывается профиль вектора Нееля в полубесконечном антиферромагнетике, граничащем с ферромагнетиком; определяются условия, при выполнении которых происходит значительное подавление антиферромагнитного порядка на границе раздела. Показано, что в отличие от случая, рассмотренного в предыдущей главе, МКЭ возникает даже в двухслойной структуре. Изотермическое изменение магнитной энтропии достигает максимума при  $J_{\parallel} \ll J \ll J_{\perp}$ , где  $J$  — постоянная межслоевого обмена, а  $J_{\perp(\parallel)}$  — характерные значения  $J$ , определяемые материальными параметрами структуры ( $J_{\parallel} \ll J_{\perp}$ ). В **Разделе 3.2** показано, что в трехслойной структуре изотермическое изменение магнитной энтропии, вызванное изменением направления намагниченностей ферромагнитных слоев с перпендикулярного ( $\perp$ ) до параллельного ( $\parallel$ ) относительно легкой оси прослойки, пропорционально среднему квадрату вектора Нееля  $\mathbf{L}$ , т.е.

$$\Delta s = s_{\parallel} - s_{\perp} \propto \overline{\mathbf{L}^2}_{\perp} - \overline{\mathbf{L}^2}_{\parallel}, \quad \overline{\mathbf{L}^2}_{\perp(\parallel)} = \frac{1}{d} \int_{-d/2}^{d/2} \mathbf{L}^2_{\perp(\parallel)}(z) dz.$$

При этом величина поля, которое необходимо приложить к системе для переориентации намагниченностей ферромагнетиков, не превышает 10 кЭ. На рис. 4 изображено изотермическое изменение энтропии  $\Delta s = s_{\parallel} - s_{\perp}$  в структуре ферромагнетик/MnF<sub>2</sub>/ферромагнетик в зависимости от температуры  $T$

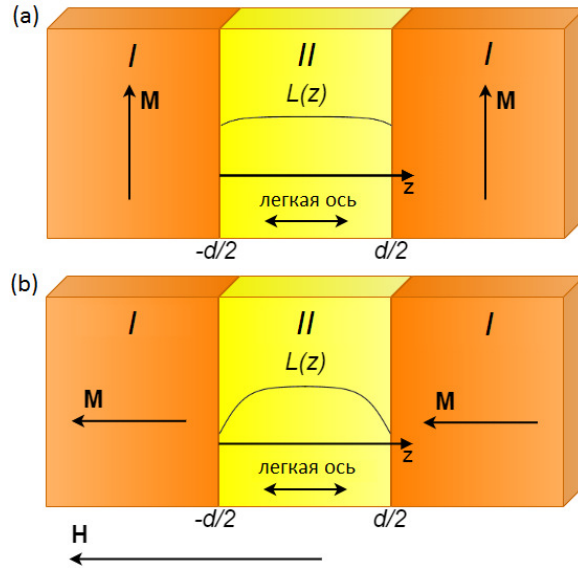


Рис. 3: Схематическое изображение планарной структуры ферромагнетик/антиферромагнетик/ферромагнетик при (a) перпендикулярном и (b) параллельном направлении намагниченностей ферромагнитных слоев  $\mathbf{M}$  относительно легкой оси антиферромагнетика. Здесь  $I$  — ферромагнитный слой,  $II$  — антиферромагнитный слой,  $\mathbf{H}$  — внешнее магнитное поле. Сплошными линиями показаны профили параметра порядка  $L(z)$

и величины межслоевого обмена  $J$  при различных толщинах прослойки  $d$ . Как можно видеть,  $\Delta s$  может достигать  $5 \cdot 10^5$  эрг  $\text{K}^{-1} \text{см}^{-3}$  в поле до 10 кЭ, что сравнимо с МКЭ в объемном Gd ( $\approx 2.4 \cdot 10^5$  эрг  $\text{K}^{-1} \text{см}^{-3}$  [27]) при том же поле. Эффект магнитной близости приводит к 60-кратному обменному усилению МКЭ. Действительно, изотермическое изменение энтропии отдельной пленки  $\text{MnF}_2$  в поле 10 кЭ составляет  $0.85 \cdot 10^4$  эрг  $\text{K}^{-1} \text{см}^{-3}$ , что примерно в 60 раз меньше, чем в структуре ферромагнетик/ $\text{MnF}_2$ /ферромагнетик. Продemonстрировано выполнение соотношения Максвелла, позволяющее определять МКЭ в рассматриваемой неоднородной структуре по магнитометрическим измерениям.

В **Главе 4** приведено исследование магнитостатического механизма нарушения киральной симметрии в структурах ферромагнетик/парамагнетик и ферромагнетик/сверхпроводник. В этих системах неоднородное распределение намагниченности в ферромагнитной пленке посредством полей рассеяния индуцирует намагниченность или сверхток в парамагнетике или сверхпроводнике, которые являются источниками вторичных полей рассеяния, влияющих на исходное распределение намагниченности. Такое магнитостатическое взаимодействие приводит к нарушению киральной симметрии, подобно поверхностному взаимодействию ДМ в структуре ферромагнетик/тяжелый металл. В **Разделе 4.1** рассчитана эффективная постоянная

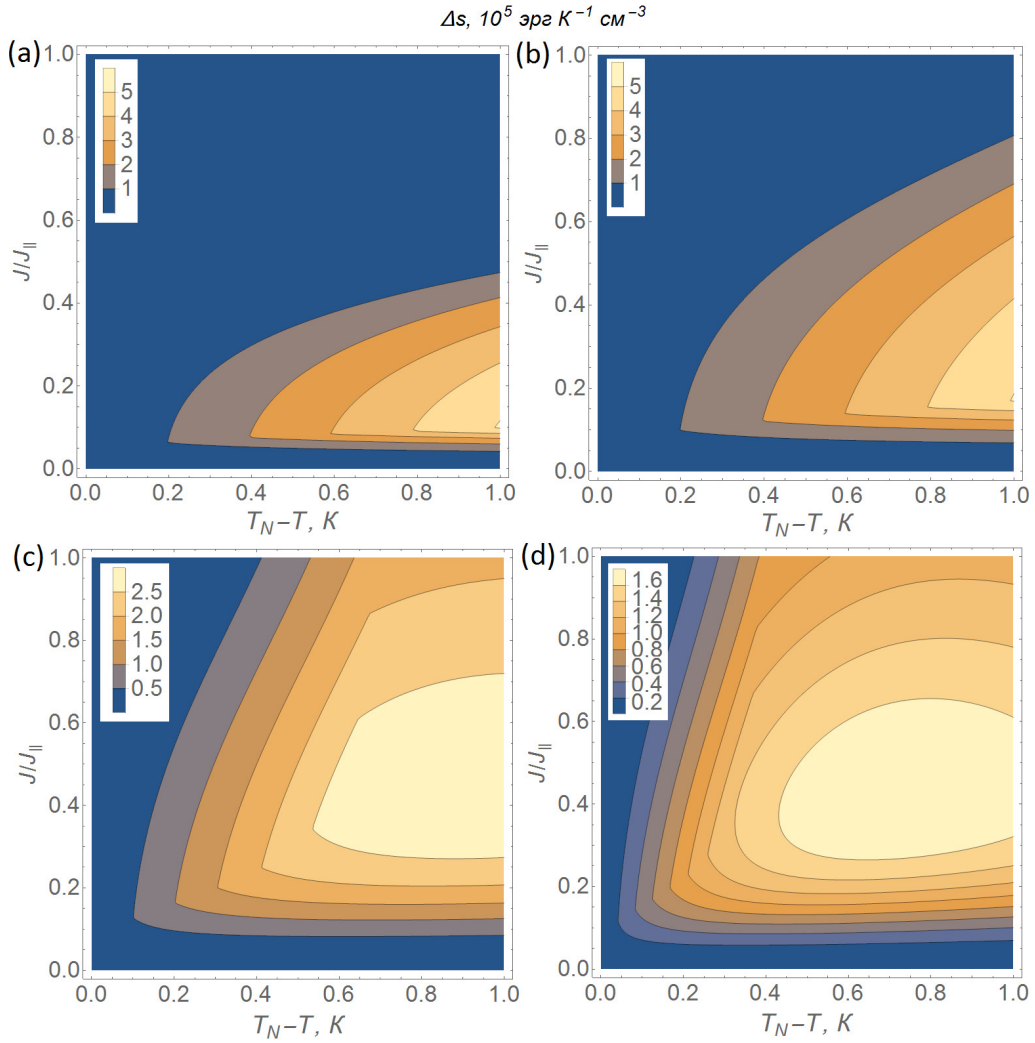


Рис. 4: Зависимости изотермического изменения энтропии  $\Delta s$  от температуры  $T$  и постоянной межслоевого обмена  $J$  при (a)  $d = 3$  нм, (b)  $d = 7$  нм, (c)  $d = 15$  нм и (d)  $d = 20$  нм в структуре ферромагнетик/ $\text{MnF}_2$ /ферромагнетик

ДМ  $D_{\text{eff}}$  в рассматриваемых системах:

$$D_{\text{eff}}(q) = -\frac{\pi\kappa(q)}{q^2 h} (1 - e^{-qh})^2,$$

где  $h$  — толщина ферромагнитной пленки,  $q$  — волновое число. Параметр  $\kappa$  сильно зависит от температуры системы  $T$  в окрестности критической точки  $T_c$  парамагнетика или сверхпроводника и лежит в интервале  $[0, 1]$  (ферромагнетик/парамагнетик) или  $[-1, 0]$  (ферромагнетик/сверхпроводник). При  $qh \ll 1$  и  $\pi h \sim 10$  нм имеем  $D_{\text{eff}} \sim 10$  нм, что сравнимо с постоянной ДМ в системе ферромагнетик/тяжелый металл [21]. В **Разделе 4.2** рассчитан спектр спиновых волн, распространяющихся в системах ферромагнетик/парамагнетик и ферромагнетик/сверхпроводник. Показано, что спектр обладает свойством невзаимности, т.е. содержит слагаемое вида

$$\omega(\mathbf{q}) = \dots + 2\gamma_g D_{\text{eff}}(q) (\mathbf{q} \cdot (\mathbf{n} \times \mathbf{M}_0)) + \dots,$$

где  $\mathbf{q}$  — волновой вектор,  $\mathbf{n}$  — нормаль к границе раздела, направленная в сторону ферромагнитной пленки,  $\gamma_g > 0$  — гиромагнитное отношение и  $\mathbf{M}_0$  — невозмущенная однородная намагниченность пленки. Поскольку это слагаемое пропорционально эффективной постоянной ДМ, то его знак различен для случаев парамагнетика и сверхпроводника. На рис. 5 изображены зависимости действительной ( $\omega'$ ) и мнимой ( $\omega''$ ) частей спектра спиновых волн от волнового числа  $q$  в структурах  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ /парамагнетик и  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ /сверхпроводник (векторы  $\mathbf{n}$  и  $\mathbf{M}_0$  направлены вдоль осей  $z$  и  $x$  соответственно). Невзаимность спектра отсутствует при  $\kappa = 0$  и достигает максимального значения при  $\kappa = 1$  (рис. 5 а, б) и  $\kappa = -1$  (рис. 5 с, д). В **Разделе 4.3** определены условия формирования киральных магнитных текстур (скирмиона, магнитной циклоиды) в рассматриваемых системах. Показано, что такие текстуры могут стабилизироваться только в структуре ферромагнетик/парамагнетик. Так, магнитная циклоида может быть стабилизирована при  $\kappa > 1/2$  и  $\kappa > \kappa_c^{\text{MSp}}$ ,  $\kappa_c^{\text{MSp}} \approx \epsilon\sqrt{K_a - 4\pi}/(2\sqrt{2}\pi)$ , где  $K_a > 4\pi$  — постоянная магнитной анизотропии типа легкая ось (направлена вдоль нормали к границе раздела), а  $\epsilon$  представляет собой отношение обменной длины ферромагнитной пленки к ее толщине. При  $\kappa > \kappa_c^{\text{MSk}}$ , где  $\kappa_c^{\text{MSk}} \approx 0,06\epsilon\sqrt{K_a - 4\pi}$  образование магнитных скирмионов энергетически выгодно.

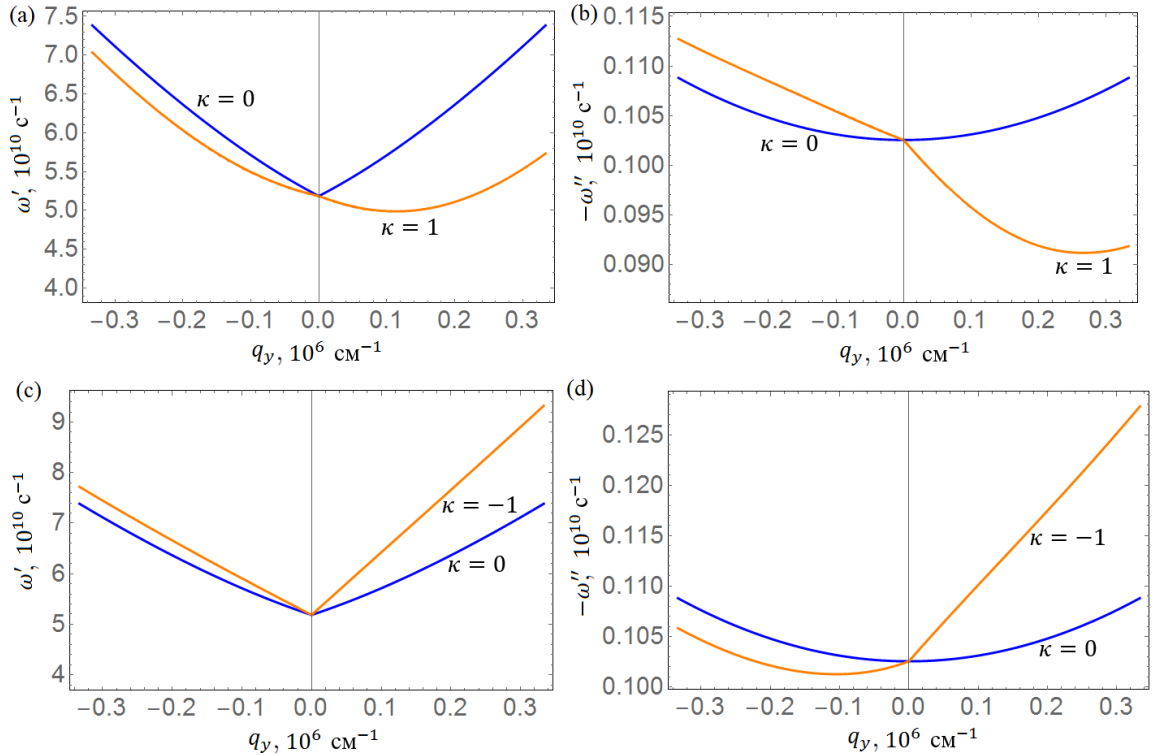


Рис. 5: Дисперсионные кривые (а, с)  $\omega'(\mathbf{q})$  и (б, д)  $\omega''(\mathbf{q})$  для структур (а, б)  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ /парамагнетик и (с, д)  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ /сверхпроводник. Синие линии соответствуют  $\kappa = 0$ , оранжевые —  $|\kappa| = 1$

В **Заключении** сформулированы основные результаты работы.

В **Приложении А** приводится вычисление намагниченности, индуцированной в антиферромагнетике за счет близости с соседними ферромагнитными слоями; а также рассчитывается обменная энергия.

В **Приложении В** приведены вычисления магнитостатической энергии в структурах ферромагнетик/парамагнетик и ферромагнетик/сверхпроводник.

В **Приложении С** рассмотрен случай произвольной магнитной спирали в структурах ферромагнетик/парамагнетик и ферромагнетик/сверхпроводник; определены условия устойчивости магнитной циклоиды.

## Основные результаты работы

1. Построена феноменологическая модель, позволяющая рассчитывать МКЭ (изотермическое изменение магнитной энтропии) в структуре ферромагнетик/парамагнетик/ферромагнетик. Продемонстрировано 4-кратное обменное усиление МКЭ в структуре Fe/Gd/Fe по сравнению с отдельной пленкой Gd.
2. Предложен способ обменного усиления МКЭ в структуре ферромагнетик/антиферромагнетик/ферромагнетик. Построена феноменологическая модель, позволяющая рассчитывать МКЭ (изотермическое изменение магнитной энтропии) в такой структуре. Продемонстрировано 60-кратное обменное усиление МКЭ в структуре ферромагнетик/MnF<sub>2</sub>/ферромагнетик по сравнению с отдельной пленкой MnF<sub>2</sub>, а также выполнение соотношения Максвелла, позволяющее проводить косвенные измерения МКЭ по магнитометрическим данным.
3. Получены аналитические выражения для эффективной постоянной ДМ, а также спектров спиновых волн в структурах ферромагнетик/парамагнетик и ферромагнетик/сверхпроводник. Показано, что энергия ферромагнитной пленки с киральными магнитными текстурами (скирмионом и магнитной циклоидой) может быть меньше энергии однородно намагниченной пленки только в случае системы ферромагнетик/парамагнетик. Сильная температурная зависимость рассматриваемого взаимодействия в окрестности критических точек фазовых переходов второго рода парамагнетика и сверхпроводника может быть использована для выделения описываемых эффектов в эксперименте, а также для создания управляемых устройств магнитной логики.



## Список публикаций автора по теме диссертации

- [A1] Magnetocaloric effect in exchange-coupled strong/weak/strong ferromagnet stacks [Text] / M. A. Kuznetsov, I. Y. Pashenkin, N. I. Polushkin, M. V. Sapozhnikov, and A. A. Fraerman // J. Appl. Phys. — 2020. — Vol. 127. — P. 183904.
- [A2] Кузнецов, М. А. Магнитокалорический эффект в наносистемах на основе ферромагнетиков с различными температурами Кюри [Текст] / М. А. Кузнецов, А. Б. Дровосеков, А. А. Фраерман // ЖЭТФ. — 2021. — Т. 159. — С. 79.
- [A3] Kuznetsov, M. A. Temperature-sensitive spin-wave nonreciprocity induced by interlayer dipolar coupling in ferromagnet/paramagnet and ferromagnet/superconductor hybrid systems [Text] / M. A. Kuznetsov and A. A. Fraerman // Phys. Rev. B. — 2022. — Vol. 105. — P. 214401.
- [A4] Kuznetsov, M. A. Effective interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction and skyrmion stabilization in ferromagnet/paramagnet and ferromagnet/superconductor hybrid systems [Text] / M. A. Kuznetsov, K. R. Mukhamatchin, and A. A. Fraerman // Phys. Rev. B. — 2023. — Vol. 107. — P. 184428.
- [A5] Кузнецов, М. А. Магнитостатический механизм нарушения киральной симметрии в многослойных магнитных структурах [Текст] / М. А. Кузнецов, А. А. Фраерман // ЖЭТФ. — 2023. — Т. 164. — С. 514.
- [A6] Kuznetsov, M. A. Exchange enhancement of magnetocaloric effect in a ferromagnet/antiferromagnet/ferromagnet layered structure [Text] / M. A. Kuznetsov and E. A. Karashtin // Phys. Rev. B. — 2024. — Vol. 109. — P. 224432.

## Список цитированной литературы

- [1] Žutić, I. Proximitized materials [Text] / I. Žutić, A. Matos-Abiague, B. Scharf [et al.] // Mater. Today. — 2019. — Vol. 22. — P. 85–107.
- [2] Шмидт, В. В. Введение в физику сверхпроводников [Текст] / В. В. Шмидт. — Москва : МЦНМО, 2000.
- [3] Manna, P. K. Two interface effects: Exchange bias and magnetic proximity [Text] / P. K. Manna, S. M. Yusuf // Phys. Rep. — 2014. — Vol. 535. — P. 61–99.

- [4] Hellman, F. Interface-induced phenomena in magnetism [Text] / F. Hellman, A. Hoffmann, Y. Tserkovnyak [et al.] // *Rev. Mod. Phys.* — 2017. — Vol. 89. — P. 025006.
- [5] Feldtkeller, E. Coupled Walls in Multilayer Films [Text] / E. Feldtkeller // *J. Appl. Phys.* — 1968. — Vol. 39. — P. 1181–1190.
- [6] Weiss, P. Le phénomène magnétocalorique [Text] / P. Weiss, A. Piccard // *J. Phys. Theor. Appl.* — 1917. — Vol. 7. — P. 103–109.
- [7] Franco, V. Magnetocaloric effect: From materials research to refrigeration devices [Text] / V. Franco, J.S. Blázquez, J.J. Ipus [et al.] // *Prog. Mater. Sci.* — 2018. — Vol. 93. — P. 112–232.
- [8] Ram, N. Raghu. Review on Magnetocaloric Effect and Materials [Text] / N. Raghu Ram, M. Prakash, U. Naresh [et al.] // *J. Supercond. Novel Magn.* — 2018. — Vol. 31. — P. 1971–1979.
- [9] Tishin, A. M. The Magnetocaloric Effect and its Applications [Text] / A. M. Tishin, Y. I. Spichkin. — Boca Raton, FL, USA : CRC Press, 2016.
- [10] Bjørk, R. Review and comparison of magnet designs for magnetic refrigeration [Text] / R. Bjørk, C. R. H. Bahl, A. Smith, N. Pryds // *Int. J. Refrig.* — 2010. — Vol. 33. — P. 437–448.
- [11] Miller, C. W. Magnetocaloric effect in nanoscale thin films and heterostructures [Text] / C. W. Miller, D. D. Belyea, B. J. Kirby // *J. Vac. Sci. Technol. A.* — 2014. — Vol. 32.
- [12] Doblás, D. Nanostructuring as a procedure to control the field dependence of the magnetocaloric effect [Text] / D. Doblás, L. M. Moreno-Ramírez, V. Franco [et al.] // *Mater. Des.* — 2017. — Vol. 114. — P. 214–219.
- [13] Вонсовский, С. В. Магнетизм [Текст] / С. В. Вонсовский. — Москва : Наука, 1971.
- [14] Silva, D. J. Solid state magnetic refrigerator [Text] / D. J. Silva, B. D. Bordalo, A. M. Pereira [et al.] // *Appl. Energy.* — 2012. — Vol. 93. — P. 570–574.
- [15] Pashenkin, I. Y. Magnetic and Magnetocaloric Modifications near Room Temperature in Fe<sub>0.6</sub>Al<sub>0.4</sub> Nanoalloys under Irradiation by Swift Heavy Ions [Text] / I. Y. Pashenkin, R. V. Gorev, M. A. Kuznetsov [et al.] // *J. Phys. Chem. C.* — 2024. — Vol. 128. — P. 8853–8860.
- [16] Mikuszeit, N. Magnetostatics and the rotational sense of cycloidal spin spirals [Text] / N. Mikuszeit, S. Meckler, R. Wiesendanger, R. Miranda // *Phys. Rev. B.* — 2011. — Vol. 84. — P. 054404.

- [17] Дзялошинский, И. Е. Термодинамическая теория «слабого» ферромагнетизма антиферромагнетиков [Текст] / И. Е. Дзялошинский // ЖЭТФ. — 1957. — Т. 32. — С. 1547–1562.
- [18] Moriya, T. Anisotropic Superexchange Interaction and Weak Ferromagnetism [Text] / T. Moriya // Phys. Rev. — 1960. — Vol. 120. — P. 91–98.
- [19] Ishikawa, Y. Helical spin structure in manganese silicide MnSi [Text] / Y. Ishikawa, K. Tajima, D. Bloch, M. Roth // Solid State Commun. — 1976. — Vol. 19. — P. 525–528.
- [20] Crépieux, A. Dzyaloshinsky–Moriya interactions induced by symmetry breaking at a surface [Text] / A. Crépieux, C. Lacroix // J. Magn. Magn. Mater. — 1998. — Vol. 182. — P. 341–349.
- [21] Di, K. Asymmetric spin-wave dispersion due to Dzyaloshinskii-Moriya interaction in an ultrathin Pt/CoFeB film [Text] / K. Di, V. L. Zhang, H. S. Lim [et al.] // Appl. Phys. Lett. — 2015. — Vol. 106.
- [22] Romming, N. Writing and Deleting Single Magnetic Skyrmions [Text] / N. Romming, C. Hanneken, M. Menzel [et al.] // Science. — 2013. — Vol. 341. — P. 636–639.
- [23] Lan, J. Spin-Wave Diode [Text] / J. Lan, W. Yu, R. Wu, J. Xiao // Phys. Rev. X. — 2015. — Vol. 5, no. 4. — P. 041049.
- [24] Chen, J. Unidirectional spin-wave propagation and devices [Text] / J. Chen, H. Yu, G. Gubbiotti // J. Phys. D: Appl. Phys. — 2021. — Vol. 55. — P. 123001.
- [25] Fert, A. Magnetic skyrmions: advances in physics and potential applications [Text] / A. Fert, N. Reyren, V. Cros // Nat. Rev. Mater. — 2017. — Vol. 2. — P. 1–15.
- [26] Song, K. M. Skyrmion-based artificial synapses for neuromorphic computing [Text] / K. M. Song, J.-S. Jeong, B. Pan [et al.] // Nat. Electron. — 2020. — Vol. 3. — P. 148–155.
- [27] Smith, A. Materials Challenges for High Performance Magnetocaloric Refrigeration Devices [Text] / A. Smith, C. R. H. Bahl, R. Bjørk [et al.] // Adv. Energy Mater. — 2012. — Vol. 2. — P. 1288–1318.

*Кузнецов Михаил Алексеевич*

Эффекты близости в многослойных магнитных структурах

Автореферат диссертации на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук

Подписано к печати 28.11.2024 г.

Тираж 60 экз.

Отпечатано в Институте Физики Микроструктур РАН — филиале  
Федерального государственного бюджетного научного учреждения  
«Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики  
им. А. В. Гапонова-Грехова Российской академии наук»

607680, Нижегородская область, Кстовский район, д. Афоново,  
ул. Академическая, д. 7