

На правах рукописи

Ясюлевич Иван Алексеевич

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ И СПИНОВЫЙ ТРАНСПОРТ В ХИРАЛЬНЫХ  
ГЕЛИМАГНЕТИКАХ И ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ НА ИХ ОСНОВЕ

Специальность 1.3.12. Физика магнитных явлений

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Екатеринбург – 2024

Диссертационная работа выполнена в лаборатории квантовой наноспинтроники Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук (ИФМ УрО РАН).

**Научный руководитель:** **Устинов Владимир Васильевич**, доктор физико-математических наук, академик РАН, профессор, научный руководитель института, заведующий отделом наноспинтроники ФГБУН «Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук» (ИФМ УрО РАН), г. Екатеринбург.

**Официальные оппоненты:** **Соколовский Владимир Владимирович**, доктор физико-математических наук, доцент, профессор кафедры физики конденсированного состояния ФГБОУ ВО «Челябинский государственный университет», г. Челябинск.

**Бострем Ирина Геннадьевна**, кандидат физико-математических наук, доцент, доцент кафедры теоретической и математической физики Института Естественных наук и Математики ФГАОУ ВО «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина», г. Екатеринбург.

**Ведущая организация:** Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского - обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук», г. Казань.

Защита состоится 28 июня 2024 г. в 11:00 на заседании диссертационного совета 24.1.133.01 на базе ФГБУН Института физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН по адресу: 620108, г. Екатеринбург, ул. Софьи Ковалевской, 18.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФМ УрО РАН и на сайте [www.impr.uran.ru](http://www.impr.uran.ru).

Автореферат разослан \_\_\_\_\_ 2024 года.

Ученый секретарь

диссертационного совета,

доктор физико-математических наук

Чарикова Татьяна Борисовна

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность темы исследования и степень её разработанности.** Известные гальваномагнитные явления в металлах и полупроводниках – магниторезистивный эффект и эффект Холла – обусловлены влиянием магнитного поля на движение электронов проводимости из-за наличия силы Лоренца.

Гальваномагнитные эффекты, упомянутые выше, проявляются в условиях наличия однородного магнитного поля. Между тем, в спин-транспортных явлениях существенную роль может играть неоднородность магнитного поля. Представляя электрон как классическую частицу, обладающую магнитным моментом  $\mu$ , при рассмотрении движения электрона в неоднородном магнитном поле  $\mathbf{B}$  мы должны принять во внимание действующую на него силу  $-\nabla(\mu \cdot \mathbf{B})$ . Влияние внешнего неоднородного магнитного поля на движение обладающих спином (и соответственно магнитным моментом) частиц было обнаружено в известных экспериментах Штерна и Герлаха [1]. Носителями спина в экспериментах Штерна и Герлаха выступали свободно движущиеся в вакууме атомы серебра.

Естественно предположить, что движение обладающих спином электронов проводимости в проводящем твёрдом теле, помещённом в неоднородное внешнее магнитное поле, будет управляться теми же квантовыми эффектами, которые впервые наблюдали Штерн и Герлах. Также можно ожидать, что квантовые спиновые эффекты типа наблюдавшихся в экспериментах Штерна и Герлаха будут влиять на электрические свойства проводящих магнитных материалов с неоднородным магнитным порядком. В таких материалах определяющую роль может играть не внешнее неоднородное магнитное поле, а неоднородное внутреннее эффективное поле, создаваемое обменным взаимодействием электронов проводимости и электронов внутренних оболочек атомов, спиновые моменты которых формируют неоднородную намагничённость. Таким образом, квантовые спиновые эффекты типа описанных в работе Штерна и Герлаха можно ожидать обнаружить в кристаллах, магнитный порядок в которых существенно неоднороден.

Важными представителями таких кристаллов являются гелимагнетики, в которых имеет место спиральное упорядочение магнитных моментов электронов внутренних оболочек атомов. Спиральное упорядочение реализуется в тяжёлых редкоземельных металлах, в большом классе проводящих кубических магнетиков без центра инверсии и ряде других соединений. Спиральное упорядочение может быть как левозакрученным, так и правозакрученным. Для характеристики направления закручивания спиралей вводят хиральность спирали ( $K$ ). Положительное значение хиральности  $K = +1$  отвечает правозакрученной спирали, тогда как отрицательная хиральность  $K = -1$  характеризует левозакрученную спираль. В кристаллах с центром симметрии спиральное упорядочение может возникать из-за сосуществования положительного обменного взаимодействия между ближайшими атомными соседями и отрицательного обменного взаимодействия между соседями, следующими за ближайшими. В кристаллах без центра симметрии спиральное магнитное упорядочение возникает из-за конкуренции трех взаимодействий. Сильное симметричное изотропное обменное

взаимодействие стремится упорядочить спины параллельно. Изотропное антисимметричное взаимодействие Дзялошинского-Мория стремится повернуть спины перпендикулярно относительно друг друга, но в силу своей малости способно лишь развернуть спины на малый угол. Ещё более слабое анизотропное обменное взаимодействие фиксирует направление оси спирали. Гелимагнетики, в которых спираль образуется из-за наличия взаимодействия Дзялошинского-Мория, называют «хиральные гелимагнетики» [2].

Исследованию физических свойств материалов с геликоидальной магнитной структурой посвящено большое количество работ (см. например [3–9]). В работе [2] представлен исчерпывающий обзор теоретических работ по хиральному гелимагнетизму. Недавно появились экспериментальные работы, в которых было показано, что в проводящих гелимагнетиках возникают электрический магнитохиральный эффект и кинетический магнитоэлектрический эффект. Электрический магнитохиральный эффект – это эффект, выражающийся в том, что электросопротивление гелимагнетиков зависит от их магнитной хиральности и от относительной ориентации электрического тока и внешнего магнитного поля [10–12]. Кинетический магнитоэлектрический эффект – это эффект, выражающийся в возникновении у электронов проводимости намагниченности, пропорциональной приложенному току, вдоль направления приложенного тока и имеющей разные направления для спиралей намагниченности с разными магнитными хиральностями [13].

В выполненных к настоящему времени работах по спин-зависимым гальваномагнитным явлениям [14, 15] вопросы учёта неоднородностей магнитного поля рассматривались лишь фрагментарно. Поэтому актуальной задачей является построение квантовой теории спин-транспортных явлений, пригодной для описания гальваномагнитных явлений в металлах и полупроводниках при наличии неоднородных внешних и/или внутренних магнитных полей, например, таких, как электрический магнитохиральный эффект и кинетический магнитоэлектрический эффект.

В литературе имеется много публикаций, посвящённых изучению движения магнитной подсистемы проводящего ферромагнитного материала под действием протекающих токов [16–19]. Установлено, что если через ферромагнетик протекает спин-поляризованный электрический ток, то вследствие обменного взаимодействия со спинами, локализованными на узлах кристаллической решётки, спиновый момент движущихся электронов может передаваться в магнитную подсистему магнетика. Это приводит к возникновению вращающего момента, действующего на намагниченность ферромагнетика при протекании через него спин-поляризованного электрического тока.

Естественно предположить, что при протекании электрического тока в гелимагнетиках из-за передачи спинового момента (ПСМ), происходящей одновременно в каждой точке спирали намагниченности, может возникнуть движение спирали намагниченности в виде гармонического вращения вокруг своей оси с течением времени. Влияние электрического тока на спираль намагниченности гелимагнетика из-за наличия эффекта ПСМ было теоретически обнаружено с помощью численного моделирования [20–24]. В связи с экспериментальным обнаружением возможности управления намагниченностью гелимагнетиков протекающим

электрическим током [24] возникает необходимость построения последовательной теории эффекта ПСМ в проводящих гелимагнетиках.

После открытия эффекта гигантского магнетосопротивления в магнитных сверхрешётках началось интенсивное развитие особой ветви электроники – спиновой электроники. Спиновый ток в проводящих магнетиках может быть следствием протекания электрического тока, если перенос заряда осуществляется спин-поляризованными электронами. Возможна, однако, и ситуация, когда в проводящем материале перенос спинового момента электронами проводимости в некотором заданном направлении происходит в отсутствие электрического тока, текущего в этом же направлении. Примером этому служит спиновый эффект Холла. Спиновый ток, не сопровождаемый электрическим током (переносом электрического заряда), получил название «чисто спинового тока». В литературе имеется ряд работ, в которых экспериментально изучалась инжекция чисто спинового тока в гелимагнетики [25–27], однако, теоретический анализ такой инжекции не проводился. Актуальность теоретического исследования особенностей инжекции чисто спинового тока в гелимагнетики обусловлена возможностью создания спиновых устройств, в которых гелимагнетики будут выполнять роль функционального компонента.

**Цели и задачи диссертационной работы.** Целью работы является построение теории электрического и спинового транспорта в хиральных гелимагнетиках и гетероструктурах на их основе.

Для достижения цели были поставлены следующие задачи:

1. Разработать теорию, пригодную для описания спин-транспортных эффектов в металлах и полупроводниках при наличии неоднородностей внешнего магнитного поля и/или внутренних полей обменного происхождения.

2. Теоретически описать влияние внутреннего неоднородного обменного поля на спиновый и зарядовый транспорт в гелимагнетиках.

3. Построить теорию эффекта передачи спинового момента в хиральных гелимагнетиках. Теоретически описать вращение спирали намагниченности в гелимагнетиках под действием протекающего электрического тока. Описать влияние эффекта передачи спинового момента на электросопротивление хиральных гелимагнетиков.

4. Разработать теорию инжекции в гелимагнетик чисто спинового тока, возникающего в немагнитном металле как проявление спинового эффекта Холла. Найти распределение в пространстве поляризации спинового тока, инжектированного в гелимагнетик, и определить характерные длины затухания разных компонент этого спинового тока.

#### **Научная новизна:**

1. Построена квантовая теория электронного спинового транспорта в металлах и полупроводниках, которая позволяет описывать как известные гальваномагнитные эффекты – магнетосопротивление, эффект Холла и спиновый эффект Холла, так и новые эффекты, обусловленные неоднородностями внешнего магнитного поля и/или внутренних полей обменного происхождения.

2. Построена теория электрического магнитохирального и кинетического магнитоэлектрического эффектов в гелимагнетиках. Определены условия экспериментального наблюдения резонансного усиления этих спиновых эффектов, получившего название «магнитохиральный кинетический резонанс».

3. Построена теория магнитной динамики проводящего хирального гелимагнетика в условиях протекания в нем электрического тока. Найдена связь частоты вращения магнитной спирали гелимагнетика и плотности протекающего электрического тока.

4. Исследовано влияние эффекта передачи спинового момента на электросопротивление проводящих хиральных гелимагнетиков. Установлено, что при возникновении вращения спиновой спирали под действием протекающего электрического тока электросопротивление гелимагнетика будет всегда меньше сопротивления гелимагнетика, в котором спиновая спираль неподвижна.

5. Построена теория, позволяющая описать инжекцию чисто спинового тока из немагнитного металла с сильным спин-орбитальным взаимодействием в гелимагнетик. Описано пространственное распределение поляризации инжектированного в гелимагнетик спинового тока и определены характерные длины затухания различных компонент вектора поляризации спинового тока.

**Теоретическая и практическая значимость работы.** Квантовая теория, учитывающая неоднородности магнитного поля, действующего на спины электронов проводимости, позволяет предсказывать и исследовать новые спин-транспортные эффекты и гальваномагнитные явления в металлах и полупроводниках.

Описанная теоретически связь электросопротивления и намагниченности электронов проводимости с хиральностью может быть использована для определения хиральности гелимагнетиков по результатам гальваномагнитных экспериментов.

Построенная теория может быть использована в качестве теоретической основы для конструирования спиновых устройств, в которых хиральные проводящие гелимагнетики будут использованы как функциональный компонент.

**Методология и методы исследования.** Для построения квантовой теории электронного спинового транспорта был использован аппарат квантового кинетического уравнения. Интеграл столкновений квантового кинетического уравнения был записан для произвольного рассеивающего потенциала с учётом спин-орбитального взаимодействия электронов проводимости с рассеивающими дефектами. На основе квантового кинетического уравнения была получена система связанных кинетических уравнений для функции распределения электронной плотности и функции распределения спиновой плотности. Применительно к спиновой системе электронов проводимости последовательно реализована идея «сокращенного» описания транспортных явлений, в рамках которой описание системы на языке функций распределения, зависящих от квазиимпульса электронов, сводится к описанию на языке макроскопических средних величин: плотности электронов, спиновой плотности, потока электронов и спинового тока. Для описания электронного спинового транспорта в гелимагнетиках  $s$ - $d$ -обменное взаимодействие электронов проводимости и локализованных электронов рассматривалось в приближении среднего поля.

Для описания эффекта передачи спинового момента в проводящих хиральных гелимагнетиках система уравнений для плотностей и токов была дополнена уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта и уравнениями Максвелла.

Для описания спинового и зарядового транспорта в случае структуры «немагнитный металл – гелимагнетик» система уравнений для плотностей и потоков была дополнена феноменологическими граничными условиями для потоков заряда и спина, позволяющими учесть возможность переворота спина электронов проводимости на поверхности контакта проводников.

#### **Положения, выносимые на защиту:**

1. Электрический магнитохиральный эффект и кинетический магнитоэлектрический эффект в гелимагнетиках возникают из-за действия пространственно-неоднородного эффективного поля обменного происхождения на спины электронов проводимости.

2. Передача спинового момента в хиральных гелимагнетиках может приводить к вращению спирали намагниченности гелимагнетика вокруг её оси под действием протекающего электрического тока.

3. При возникновении вращения спирали намагниченности под действием протекающего электрического тока электросопротивление гелимагнетика всегда меньше, чем в случае, когда спиновая спираль остаётся неподвижной.

4. В гелимагнетике возникает продольно-поляризованный (относительно оси спирали) чисто спиновый ток, зависящий от хиральности спирали гелимагнетика, при инъекции поперечно-поляризованного чисто спинового тока из немагнитного металла с сильным спин-орбитальным взаимодействием.

**Степень достоверности.** Достоверность результатов, полученных в диссертационной работе, обеспечивается обоснованным выбором физических приближений, использованием широко апробированных методов и подходов для описания кинетики, а также согласием с экспериментальными данными и данными предыдущих теоретических работ.

**Публикации.** Материалы диссертации опубликованы в 18 печатных работах: в 8 статьях в научных рецензируемых журналах, входящих в Перечень ВАК РФ и индексируемых в базах данных Scopus, Web of Science и RSCI, и в 10 тезисах докладов на российских и международных конференциях.

**Апробация результатов.** Материалы диссертационного исследования были доложены на следующих конференциях: 15th International Workshop on Magnetism and Superconductivity at the nanoscale (Coma-Ruga 2019), г. Кома-Руга, Испания, июнь – июль 2019 г.; VII Euro-Asian Symposium “Trends in Magnetism” (EASTMAG-2019), г. Екатеринбург, сентябрь 2019 г.; XX Всероссийская школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества (СПФКС-20), г. Екатеринбург, ноябрь 2019 г.; VII Международная молодежная научная конференция Физика. Технологии. Инновации (ФТИ-2020), г. Екатеринбург, май 2020 г.; Международная конференция «Фазовые переходы, критические и нелинейные явления в конденсированных средах», г. Махачкала, сентябрь 2021 г.; International Conference “Functional Materials” (ICFM-2021), г. Алушта, октябрь, 2021 г.; VIII Euro-Asian Symposium “Trends in

Magnetism” (EASTMAG-2022), г. Казань, август 2022 г.; X Международная молодёжная научная конференция Физика. Технологии. Инновации. (ФТИ-2023), г. Екатеринбург, май 2023 г.; Samarkand International Symposium on Magnetism (SISM-2023), Республика Узбекистан, г. Самарканд, июль 2023 г.; Международная конференция «Фазовые переходы, критические и нелинейные явления в конденсированных средах», г. Махачкала, сентябрь 2023 г.

**Личный вклад автора.** Результаты, изложенные в работе, получены автором под руководством д.ф.-м.н., профессора, академика РАН Устинова В.В. Автор совместно с научным руководителем участвовал в постановке задач, выборе методов их решения, а также в анализе и интерпретации полученных результатов. Совместно с руководителем д.ф.-м.н. Устиновым В. В. и соавтором д.ф.-м.н. Бебениным Н. Г. автор готовил статьи и тезисы докладов к публикации. Результаты исследований неоднократно докладывались лично автором на всероссийских и международных конференциях. Все представленные в диссертации результаты получены при непосредственном участии автора.

Личный вклад автора заключается в проведении представленных в диссертационной работе численных и аналитических расчётов электрического магнитохирального эффекта, частоты вращения спирали намагниченности гелимагнетика под действием эффекта передачи спинового момента и поляризации спинового тока, инжектированного в гелимагнетик из немагнитного металла с сильным спин-орбитальным взаимодействием.

**Соответствие диссертации паспорту специальности.** Содержание диссертации соответствует пункту 2 «Разработка теоретических моделей, объясняющих взаимосвязь магнитных свойств веществ с их электронной и атомной структурой, природу их магнитного состояния, характер атомной и доменной магнитных структур, изменение магнитного состояния и магнитных свойств под влиянием различных внешних воздействий» Паспорта специальности 1.3.12. Физика магнитных явлений.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из оглавления, введения, 6 глав, заключения, списка литературы и списка публикаций автора по теме диссертации. Общий объем диссертации составляет 151 страницу, 33 рисунка, 4 таблицы. Список литературы содержит 184 наименования на 15 страницах.

Работа выполнялась в лаборатории квантовой наноспинтроники ИФМ УрО РАН в соответствии с планом научно-исследовательских работ по теме «Спин» (№ АААА-А18-118020290104-2, № 122021000036-3). Исследование получило финансовую поддержку РФФИ (№ 19-02-00057), РНФ (№ 22-22-00220) и ИФМ УрО РАН (молодёжный проект № м 12-21).

## КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

**Во введении** обоснована актуальность темы диссертационной работы, сформулированы цель и задачи исследования, аргументирована научная новизна, показана практическая и теоретическая значимость результатов исследования, представлены выносимые на защиту научные положения.

**В первой главе** представлен краткий обзор основных литературных данных, посвящённых таким темам, как: влияние геликоидального магнетизма на зарядовые и спиновые



токи, влияние зарядовых и спиновых токов на геликоидальный магнетизм, особенности инжекции чисто спинового тока в геликоидальные магнетики.

**Во второй главе** выполняется построение теории, пригодной для описания спинового и зарядового транспорта в неоднородно намагниченных металлах.

Взаимодействие электронов проводимости с магнитной подсистемой локализованных электронов рассмотрено в рамках  $s-d$  обменной модели. В приближении среднего поля действие на спины электронов проводимости магнитной подсистемы локализованных электронов, обладающих намагниченностью  $\mathbf{M}$ , было описано как действие эффективного обменного поля  $\mathbf{V}_\Lambda = \Lambda \mathbf{M}$ , где  $\Lambda$  – параметр, характеризующий интенсивность  $s-d$  обменного взаимодействия.

Для описания электронного спинового транспорта в условиях действия на электроны проводимости неоднородных электрического  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  и магнитного  $\mathbf{V}(\mathbf{r}, t)$  полей, создаваемых внешними источниками, а также неоднородного внутреннего обменного поля  $\mathbf{V}_\Lambda(\mathbf{r}, t)$ , было использовано квантовое кинетическое уравнение для квантовой функции распределения  $\hat{f}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ :

$$\frac{\partial \hat{f}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial \hat{f}}{\partial \mathbf{r}} + \frac{1}{2} \left\{ \hat{\mathbf{F}}, \frac{\partial \hat{f}}{\partial \mathbf{p}} \right\} + \mu \frac{i}{\hbar} (\mathbf{V} + \mathbf{V}_\Lambda) \cdot [\hat{\boldsymbol{\sigma}}, \hat{f}] + \hat{\mathcal{R}} = 0. \quad (1)$$

В уравнении (1) оператор

$$\hat{\mathbf{F}} = e\mathbf{E} + \frac{e}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{V}] - \mu \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} (\mathbf{V} + \mathbf{V}_\Lambda) \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}} \quad (2)$$

описывает недиссипативные механизмы изменения  $\hat{f}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  под действием полей  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{V}$  и  $\mathbf{V}_\Lambda$ , а интеграл столкновений  $\hat{\mathcal{R}}$  описывает релаксацию  $\hat{f}$  к своему мгновенному локально-равновесному значению. В уравнениях (1) и (2)  $\mathbf{v}$  – скорость электрона,  $e$  – заряд электрона,  $\mu = g\mu_B/2$  – магнитный момент электрона, фактор Ланде которого равен  $g$ ,  $\mu_B$  – магнетон Бора,  $\hat{\boldsymbol{\sigma}}$  – спиновые матрицы Паули,  $[\hat{a}, \hat{b}] = \hat{a}\hat{b} - \hat{b}\hat{a}$ ,  $\{\hat{a}, \hat{b}\} = \hat{a}\hat{b} + \hat{b}\hat{a}$ .

Величины  $\hat{f}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  и  $\hat{\mathbf{F}}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  являются операторами в спиновом пространстве, матричные элементы которых рассматриваются как функции классических переменных – координаты  $\mathbf{r}$ , квазиимпульса  $\mathbf{p}$  и времени  $t$ . Первые два слагаемых в выражении (2) для оператора  $\hat{\mathbf{F}}$  – это сила Лоренца, действующая на электроны проводимости со стороны полей  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{V}$ . Третье слагаемое  $-\mu \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} (\mathbf{V} + \mathbf{V}_\Lambda) \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}$  можно трактовать как квантовую добавку к классической силе Лоренца, возникающую в неоднородном эффективном магнитном поле  $\mathbf{V}^{(\text{eff})} = \mathbf{V} + \mathbf{V}_\Lambda$  в силу наличия у электрона спина. Именно действие такой силы квантовой природы, действующей на обладающие спином частицы в неоднородном внешнем магнитном поле, было обнаружено в опытах Штерна-Герлаха [1].

На основе квантового кинетического уравнения получена система связанных кинетических уравнений для функции распределения электронной плотности

$n(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \text{Tr} \hat{f}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  и функции распределения спиновой плотности  $\mathbf{s}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \text{Tr} \hat{\sigma} \hat{f}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ , где  $\text{Tr} \hat{A}$  – означает операцию взятия следа (шпура) матрицы  $\hat{A}$  по спиновым переменным. Интегралы столкновений кинетических уравнений записаны для произвольного рассеивающего потенциала с учётом спин-орбитального взаимодействия электронов проводимости с рассеивающими дефектами.

В работе предполагается, что длина свободного пробега электронов в металле является наименьшим параметром размерности длины. В этом случае можно перейти от описания системы на языке функций распределения к описанию на языке плотности электронов  $N(\mathbf{r}, t) = \sum_{\mathbf{p}} n(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ , вектора спиновой плотности  $\mathbf{S}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\mathbf{p}} \mathbf{s}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ , вектора плотности потока электронов  $\mathbf{I}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\mathbf{p}} \mathbf{v} n(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  и тензора плотности спинового тока  $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\mathbf{p}} \mathbf{v} \otimes \mathbf{s}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ :

$$\frac{\partial}{\partial t} N + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot \mathbf{I} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{S} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot \mathbf{J} + [\mathbf{S} \times (\boldsymbol{\Omega}_L + \boldsymbol{\Omega}_\Lambda)] + \frac{1}{\tau_s} \delta \mathbf{S} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{I} + \frac{v_F^2}{3} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \delta N - \frac{e}{m_e} \mathbf{E} N - [\boldsymbol{\Omega}_C \times \mathbf{I}] + \frac{\hbar}{2m_e} \left( \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \otimes (\boldsymbol{\Omega}_L + \boldsymbol{\Omega}_\Lambda) \right) \cdot \mathbf{S} + \frac{1}{\tau_o} \mathbf{I} + \frac{1}{\tau_{so}} \boldsymbol{\epsilon} \cdot \mathbf{J} = 0, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{J} + \frac{v_F^2}{3} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \otimes \delta \mathbf{S} - \frac{e}{m_e} \mathbf{E} \otimes \mathbf{S} - [\boldsymbol{\Omega}_C \times \mathbf{J}] + [\mathbf{J} \times (\boldsymbol{\Omega}_L + \boldsymbol{\Omega}_\Lambda)] + \\ & + \frac{\hbar}{2m_e} \left( \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \otimes (\boldsymbol{\Omega}_L + \boldsymbol{\Omega}_\Lambda) \right) \delta N + \frac{1}{\tau_o} \mathbf{J} + \frac{1}{\tau_{so}} \boldsymbol{\epsilon} \cdot \mathbf{I} = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Фигурирующая в уравнениях (3)-(6) величина  $\delta N = N - N_0$  – это отклонение электронной плотности  $N$  от своего равновесного значения  $N_0$ ,  $\delta \mathbf{S} = \mathbf{S} - \mathbf{S}_L$  – отклонение спиновой плотности  $\mathbf{S}$  от своего локально-равновесного значения  $\mathbf{S}_L = -\chi \Lambda \mathbf{M} / \mu$ , где  $\chi$  – магнитная восприимчивость Паули электронного газа;  $\boldsymbol{\Omega}_L = \gamma \mathbf{B}$ ,  $\boldsymbol{\Omega}_\Lambda = \gamma \mathbf{B}_\Lambda$ ,  $\boldsymbol{\Omega}_C = (|e|/m_e c) \mathbf{B}$ ,  $\gamma = 2\mu/\hbar$  – гиромагнитное отношение; величины  $m_e$  и  $v_F$  – масса и скорость Ферми электронов проводимости соответственно;  $\tau_o$  – время релаксации импульса при орбитальном движении электронов,  $\tau_s$  – время спиновой релаксации,  $\tau_{so}$  – величина размерности времени, характеризующая «косое» спиновое рассеяние электронов. Знаки « $\otimes$ », « $\cdot$ » и « $\llcorner$ » используются для обозначения математических операций тензорного, скалярного и двойного скалярного произведения векторов и тензоров соответственно; символ  $\boldsymbol{\epsilon}$  обозначает абсолютно антисимметричный единичный тензор 3-го ранга.

Полученная система уравнений для плотностей и потоков описывает широкий круг гальваномагнитных явлений в металлах и полупроводниках, обусловленных наличием электрического заряда и спинового момента у электронов проводимости, включая известные эффекты – магнетосопротивление, эффект Холла и спиновый эффект Холла.

Построенная квантовая теория электронного спинового транспорта в проводящих магнетиках может применяться для описания новых гальваномагнитных явлений, обусловленных действием на спин электронов проводимости сил, создаваемых пространственно-неоднородными магнитными полями произвольной пространственной конфигурации – как внешними, так и внутренними полями квантового обменного происхождения.

Результаты, представленные во второй главе, опубликованы в работах [A2, A3, A8].

**В третьей главе**, используя полученную во второй главе систему уравнений для плотностей и потоков, было показано, что действие на электроны проводимости, обладающие магнитным моментом, неоднородного в пространстве обменного поля, приводит к возникновению в гелимагнетиках электрического магнитохирального и кинетического магнитоэлектрического эффектов.

Был рассмотрен случай, когда в неограниченном проводящем гелимагнетике волновой вектор спирали намагниченности локализованных электронов  $\mathbf{q}$ , вектор постоянного однородного магнитного поля  $\mathbf{B}$  и вектор постоянного однородного электрического поля  $\mathbf{E}$  ориентированы вдоль оси  $OZ$ , направление которой в пространстве задаётся единичным вектором  $\mathbf{e}_z$ . Здесь  $\mathbf{q} = qK\mathbf{e}_z = (2\pi/L_H)K\mathbf{e}_z$ , где  $L_H$  – период спирали намагниченности,  $K$  – хиральность спирали, положительное значение хиральности  $K = +1$  отвечает правозакрученной спирали, тогда как отрицательная хиральность  $K = -1$  характеризует левозакрученную спираль. Система уравнений (3)-(6) в условиях, когда можно пренебречь эффектами временной дисперсии спинового и зарядового тока, когда отклонение от состояния электронейтральности  $\delta N$  можно считать пренебрежимо малым по сравнению с  $N_0$ , когда в гелимагнетике спин-орбитальное взаимодействие пренебрежимо мало, а также когда  $\Omega_L$ ,  $\Omega_\Lambda$  и  $\Omega_C$  малы по сравнению с  $1/\tau_0$ , может быть переписана в виде:

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{m} - D \frac{\partial^2}{\partial z^2} \delta \mathbf{m} + (\mathbf{w} \cdot \mathbf{e}_z) \frac{\partial}{\partial z} \delta \mathbf{m} + [\mathbf{m} \times (\Omega_L + \Omega_\Lambda)] + \frac{1}{\tau_s} \delta \mathbf{m} = -\chi (\mathbf{w} \cdot \mathbf{e}_z) \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{B}_\Lambda, \quad (7)$$

$$\mathbf{E} = \rho_F \mathbf{j} - \frac{1}{N_0 e} \left( \delta \mathbf{m} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{B}_\Lambda \right) \mathbf{e}_z. \quad (8)$$

Здесь  $\mathbf{j} = e\mathbf{I}$  – вектор плотности электрического тока,  $\rho_F = m_e/N_0 e^2 \tau_0$  – часть удельного электросопротивления рассматриваемой системы, не связанная с наличием геликоидального упорядочения,  $\mathbf{w} = \mathbf{j}/eN_0$  – вектор дрейфовой скорости электронов,  $\mathbf{m} = -\mu\mathbf{S}$  – намагниченность электронов проводимости,  $\delta \mathbf{m} = \mathbf{m} - \chi(\mathbf{B} + \mathbf{B}_\Lambda)$  – отклонение электронной намагниченности от локально-равновесного состояния,  $D = \tau_0 v_F^2/3$  – коэффициент диффузии электронов.

Решение уравнения (7) ищем в виде  $\delta \mathbf{m} = \delta \mathbf{m}_\ell + \delta \mathbf{m}_t$ , где продольная (относительно оси спирали) компонента  $\delta \mathbf{m}_\ell$  искомого решения не зависит от координат и времени, тогда как поперечную компоненту  $\delta \mathbf{m}_t$  ищем в виде геликоиды с волновым вектором  $\mathbf{q}$ .

В результате показано, что в отсутствие внешнего магнитного поля, при наличии в гелимагнетике спинового упорядочения типа простая спираль, текущий вдоль оси магнитной геликоиды электрический ток индуцирует намагниченность электронов проводимости  $\delta\mathbf{m}_\ell$ , пропорциональную приложенному току и имеющую разные направления для разных магнитных хиральностей  $K$  (кинетический магнитоэлектрический эффект):

$$\delta\mathbf{m}_\ell = -m_0 K \mathbf{i}, \quad (9)$$

где  $m_0 \approx \chi q w / \gamma$  – величина, зависящая от плотности электрического тока и пространственного периода геликоиды,  $\mathbf{i}$  – единичный вектор, задающий направление потока электронов  $\mathbf{I}$ .

По нашим оценкам, величина кинетического магнитоэлектрического эффекта при максимально достижимых токах в металлах может достигать  $\sim 0.1$  Гс. Кинетический магнитоэлектрический эффект был экспериментально обнаружен в гелимагнетике  $\text{CrNb}_3\text{S}_6$  в работе [13].

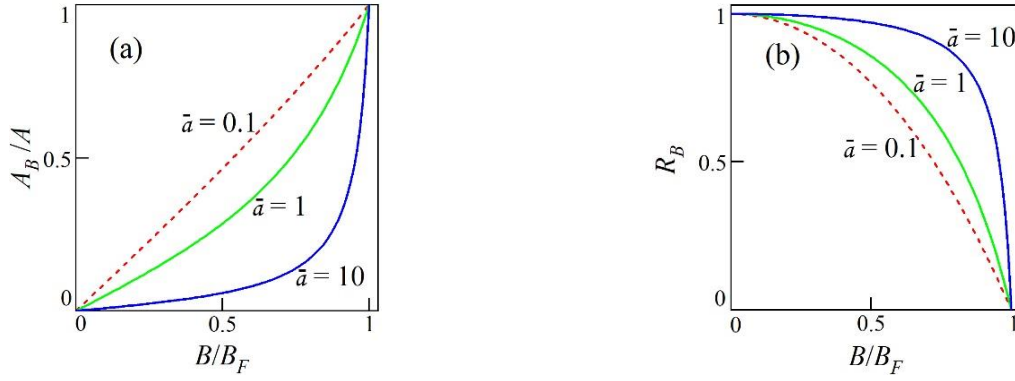
Для нахождения электросопротивления гелимагнетика нужно решение уравнения (7) подставить в уравнение (8), связывающее плотность протекающего электрического тока  $\mathbf{j}$  и электрическое поле  $\mathbf{E}$ , действующее в гелимагнетике. Показано, что текущий вдоль оси магнитной геликоиды электрический ток индуцирует увеличение электросопротивления  $\rho$  гелимагнетика, зависящее от хиральности  $K$  гелимагнетика и взаимной ориентации магнитного поля и электрического тока (электрический магнитохиральный эффект):

$$\rho = \rho_F + \rho_H R_B [1 + K A_B (\mathbf{b} \cdot \mathbf{i})]. \quad (10)$$

Здесь  $\rho_H$  – это значение магнитосопротивления при  $B=0$  в пределе малых измерительных токов, выражающееся только через характеристики гелимагнетика,  $R_B$  – относительное магнитосопротивление в поле  $B$ ,  $A_B \leq 1$  – коэффициент магнитохиральной анизотропии, зависящий от величины электрического тока, внешнего магнитного поля и пространственного периода геликоиды,  $\mathbf{b}$  – единичный вектор, задающий направление внешнего магнитного поля  $\mathbf{B}$ .

По нашим оценкам, в отсутствии внешнего магнитного поля вклад в электросопротивление  $\rho_H$ , возникающий из-за наличия магнитной спирали, может достигать  $\sim 1\%$  от величины электросопротивления  $\rho_F$ , имеющегося при наличии магнитно-однородного состояния в этом кристалле. Экспериментально рост электросопротивления из-за наличия спирали намагниченности был обнаружен во многих гелимагнетиках, в частности в диспрозии [28].

Вклад электрического магнитохирального эффекта в электросопротивление сложным образом зависит от величины приложенного внешнего магнитного поля. На рисунке 1 представлен численный расчёт  $A_B/A \approx b / [1 + \bar{a}(1 - b^2)]$  и  $R_B \approx 1 - b^2 / [1 + \bar{a}(1 - b^2)]$  от приведённого магнитного поля  $b = B/B_F$ , где  $B_F$  – величина внешнего магнитного поля, необходимого для перехода из геликоидального состояния системы в «ферромагнитное», при разных значениях параметров  $A$  и  $\bar{a}$ , зависящих от характеристик гелимагнетика.



**Рисунок 1** – (а) Относительная магнитохиральная анизотропия  $A_B/A$  и (б) относительное хиральное магнитосопротивление  $R_B$  как функции приведённого магнитного поля  $b$  при значениях параметра  $\bar{a} = 0.1, 1.0$  и  $10$

Для металлических гелимагнетиков величина коэффициента магнитохиральной анизотропии  $A_B$  всегда мала по сравнению с единицей в силу малости параметра  $A$ . Несмотря на это, вклад электрического магнитохирального эффекта в электросопротивление был экспериментально обнаружен в металлическом гелимагнетике  $MnSi$  в работе [10]. Теоретически возникновение электрического магнитохирального эффекта в гелимагнетиках впервые было предсказано в [7]. В [7] в качестве микроскопических механизмов, вызывающих электрический магнитохиральный эффект в гелимагнетиках, рассматривались асимметрия энергетического спектра электронов и асимметрия рассеяния электронов проводимости во внутренних спиральных обменных полях.

Предсказано новое физическое явление – резонансное усиление электрического магнитохирального и кинетического магнитоэлектрического эффектов до гигантских величин, получившее название «магнито-хиральный кинетический резонанс» (МХКР). Явление МХКР реализуется, если магнитный момент электрона, движущегося вдоль оси геликоида, прецессирует во внешнем магнитном поле синхронно с изменением направления внутреннего обменного поля. Определены условия экспериментального наблюдения МХКР.

Результаты, представленные в третьей главе, опубликованы в работах [A1, A2, A3].

**В четвертой главе** выполняется построение теории, пригодной для описания эффекта передачи спинового момента (ПСПМ) в хиральных проводящих гелимагнетиках.

Для описания влияния электрического тока на намагниченность гелимагнетика, уравнение (7), описывающее динамику намагниченности электронов проводимости, было дополнено уравнениями Максвелла и уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта

$$\partial \mathbf{M} / \partial t + \gamma [\mathbf{M} \times \mathbf{V}_M^{(eff)}] + (\alpha / M) [\partial \mathbf{M} / \partial t \times \mathbf{M}] = 0, \quad (11)$$

где  $\alpha$  – постоянная Гильберта, определяющая скорость затухания колебаний намагниченности  $\mathbf{M}$ . Выражение для действующего на намагниченность локализованных электронов  $\mathbf{M}$  эффективного магнитного поля  $\mathbf{V}_M^{(eff)}$  было получено для хиральных гелимагнетиков, в которых намагниченность локализованных электронов выстраивается в спираль за счёт наличия

обменного взаимодействия Гейзенберга, взаимодействия Дзялошинского-Мория и магнито-кристаллической анизотропии типа «лёгкая плоскость».

Совместное решение уравнений для намагниченности локализованных электронов  $\mathbf{M}$  (11) и намагниченности электронов проводимости  $\mathbf{m}$  (7) позволило показать, что передача спинового момента, которая является следствием обменного взаимодействия между электронами проводимости и локализованными спинами, приводит к вращению спирали намагниченности гелимагнетика вокруг её оси под действием протекающего электрического тока. В металлических гелимагнетиках связь частоты такого вращения  $\omega$  с величиной плотности протекающего электрического тока  $\mathbf{j}$  может быть записана в виде

$$\omega = \frac{(\mathbf{q} \cdot \mathbf{j})}{eN_0 \left(1 + C\alpha^{(\text{eff})}/\tau_s^{(\text{eff})}\right)}, \quad (12)$$

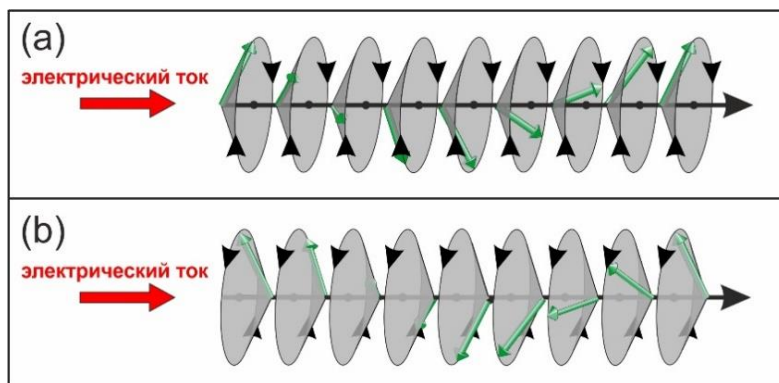
где  $\alpha^{(\text{eff})}$  – эффективная постоянная релаксации Гильберта,  $\tau_s^{(\text{eff})}$  – эффективное время спиновой релаксации в гелимагнетике,  $C = (\chi\Lambda\Omega_\Lambda)^{-1}$  – параметр, характеризующий величину связи между электронами проводимости и локализованными электронами.

Было показано, что протекающий электрический ток одновременно с вращением магнитной спирали трансформирует магнитную структуру типа «простая спираль» в структуру типа «коническая спираль». Угол конусности  $\theta$ , на который отклоняется намагниченность локализованных электронов от плоскости, перпендикулярной оси спирали, в отсутствие внешнего магнитного поля связан с частотой вращения  $\omega$  простым соотношением

$$\theta = \arcsin(\omega/\Omega_F), \quad (13)$$

где  $\Omega_F = \gamma B_F$ .

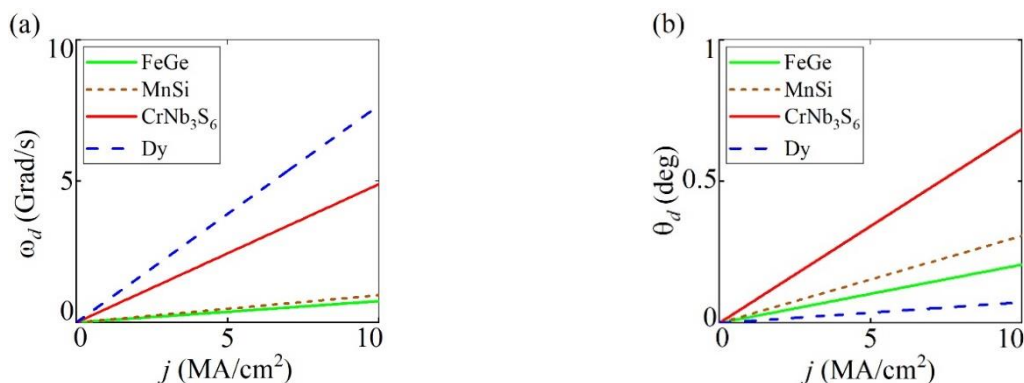
Показано, что как направление вращения намагниченности гелимагнетика, так и направление изменения формы магнитной спирали определяются направлением потока электронов и хиральностью гелимагнетика (рисунок 2).



**Рисунок 2** – Схематическое изображение вращения правозакрученной (а) и левозакрученной (б) спиралей намагниченности гелимагнетика под действием электрического тока

Было показано, что наивысшее возможное значение частоты вращения  $\omega_d$  спирали намагниченности в металлических гелимагнетиках FeGe, MnSi, CrNb<sub>3</sub>S<sub>6</sub> и Dy может достигать величины  $\sim 1$  ГГц при плотности индуцирующего вращения тока  $10^7$  А/см<sup>2</sup> (рисунок 3).

Наивысшее возможное значение угла конусности  $\theta_d = \arcsin(\omega_d/\Omega_F)$  спирали в рассматриваемых условиях для этих металлических гелимагнетиков составляет менее 15 градусов (рисунок 3).



**Рисунок 3** – Наивысшие значения частоты вращения спирали намагниченности  $\omega_d$  (a) и угла конусности  $\theta_d$  (b) для металлических гелимагнетиков FeGe, MnSi, CrNb<sub>3</sub>S<sub>6</sub>, Dy при  $\alpha = 0.01$

Экспериментально факт того, что импульс тока, протекающего через гелимагнетик, может изменять расположение спиновых спиралей, был обнаружен в длиннопериодном металлическом хиральном гелимагнетике FeGe в работе [24]. Теоретически возможность посредством эффекта ПСМ манипулировать намагниченностью гелимагнетиков была ранее предсказана в [21–24]. В [21–24] исследование влияния тока на движение намагниченности гелимагнетика выполнялось с помощью численного моделирования решения уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта, дополненного феноменологическими «адиабатическим» и «неадиабатическим» членами, описывающими эффект ПСМ.

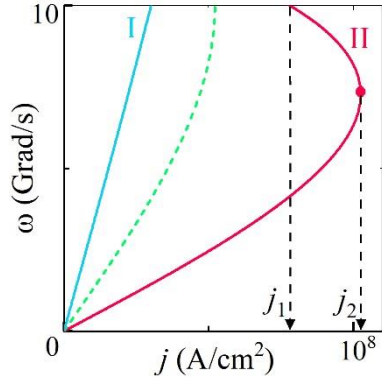
При описании ПСМ были обнаружены нелинейные эффекты во вращении спирали намагниченности хирального гелимагнетика. Было показано, что в зависимости от соотношения параметров, характеризующих гелимагнетик, таких как период спирали, время спиновой релаксации и величина постоянной релаксации Гильберта, изменение частоты вращения может происходить по двум разным сценариям.

Первый сценарий представляет собой монотонное возрастание частоты вращения спирали намагниченности гелимагнетика при росте плотности электрического тока (кривая I на рисунке 4).

При реализации второго сценария (кривая II на рисунке 4) в гелимагнетиках существует область плотностей электрического тока  $j_1 \leq j \leq j_2$ , при которых возникает явление, которому было дано название «индуцируемая током спиновая вращательная бистабильность гелимагнетиков». Это явление, при котором магнитная спираль гелимагнетика может одновременно находиться в двух состояниях с разными частотами вращения при одном и том же значении плотности тока.

Развитая теория не даёт ответа на вопрос, какое из этих двух возбуждённых состояний будет реализовываться в эксперименте. Можно предположить, что существующие в реальном гелимагнетике флуктуации плотности тока, пространственные неоднородности параметров

релаксации импульса и спина электронов и другие случайные причины будут вызывать хаотические во времени переходы между состояниями с разными частотами вращения.



**Рисунок 4** – Поведение частоты вращения спирали намагниченности  $\omega$  с изменением  $j$  при  $\alpha = 0.01$  и  $q = 10^6 \text{ см}^{-1}$ . Кривая I представляет сценарий I ( $\tau_s = 10^{-14} \text{ с}$ ); кривая II представляет сценарий II ( $\tau_s = 2 \cdot 10^{-13} \text{ с}$ ); пунктирная кривая соответствует границе областей существования сценариев I и II ( $\tau_s = 7 \cdot 10^{-14} \text{ с}$ )

Результаты, представленные в четвёртой главе, опубликованы в работе [A4].

**В пятой главе** описано влияние эффекта передачи спинового момента на электросопротивление хиральных гелимагнетиков.

Подстановка найденной в четвёртой главе связи намагниченности локализованных электронов  $\mathbf{M}$  и намагниченности электронов проводимости  $\mathbf{m}$ , возникающей из-за ПСМ, в выражение (8), связывающее плотность протекающего электрического тока  $\mathbf{j}$  и электрическое поле  $\mathbf{E}$ , действующее в гелимагнетике, позволяет найти электросопротивление гелимагнетика  $\rho$ :

$$\rho = \rho_F + \rho_S, \tag{14}$$

где  $\rho_S$  – вклад в электросопротивление, возникающий из-за наличия вращающейся под действием эффекта ПСМ спирали намагниченности.

Было показано, что если постоянная затухания Гильберта  $\alpha$  имеет значительную величину, такую, что выполняется неравенство  $\alpha \gg \tau_s^{(\text{eff})}/C$ , то вращение спирали намагниченности под действием протекающего электрического тока затруднено. В этом случае вклад в электросопротивление, возникающий из-за наличия спирали, напрямую определяется величиной эффективного времени спиновой релаксации в гелимагнетике  $\tau_s^{(\text{eff})}$ :

$$\rho_S = \chi \Lambda^2 M^2 q^2 \tau_s^{(\text{eff})} / e^2 N_0^2. \tag{15}$$

В обратном предельном случае ( $\alpha \ll \tau_s^{(\text{eff})}/C$ ) слабое затухание колебаний магнитной спирали гелимагнетика приводит к тому, что она легко «подстраивается» под движение намагниченности электронов проводимости и поэтому даёт тем меньший вклад в электросопротивление, чем меньшее значение имеет параметр затухания Гильберта  $\alpha$ . В этом случае вклад в электросопротивление, возникающий из-за наличия вращающейся под действием эффекта ПСМ спирали намагниченности, может быть записан в виде:



$$\rho_s^{(0)} \approx \alpha M q^2 / \gamma e^2 N_0^2. \quad (16)$$

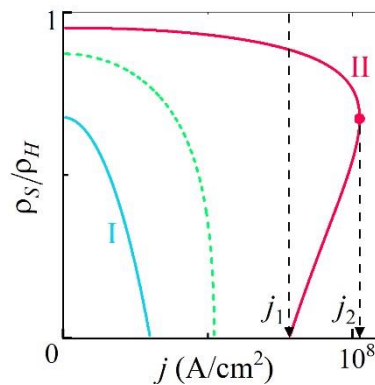
Построенная теория позволила продемонстрировать, что при возникновении вращения спирали намагниченности под действием протекающего электрического тока электросопротивление гелимагнетика будет всегда меньше, чем сопротивление гелимагнетика, в котором спираль намагниченности неподвижна.

При описании эффекта передачи спинового момента были обнаружены нелинейные эффекты в электросопротивлении спирали. Было показано, что в зависимости от соотношения параметров, характеризующих гелимагнетик, таких как период спирали, время спиновой релаксации и величина постоянной релаксации Гильберта, изменение вклада в электросопротивление  $\rho_s$ , возникающего из-за наличия вращающейся под действием эффекта ПСМ спирали намагниченности, может происходить по двум разным сценариям.

Первый сценарий представляет собой монотонное уменьшение спинового вклада в сопротивление гелимагнетика при росте плотности электрического тока (кривая I на рисунке 5).

При реализации второго сценария (кривая II на рисунке 5) в гелимагнетиках существует область плотностей электрического тока  $j_1 \leq j \leq j_2$ , при которых возникает явление, которому было дано название «спиновая электрическая бистабильность гелимагнетиков». Это явление, при котором гелимагнетик может одновременно находиться в двух состояниях с разными электросопротивлениями при одном и том же значении плотности электрического тока.

Проведённые численные оценки показывают, что нелинейные эффекты могут быть обнаружены в металлических хиральных гелимагнетиках, например, в таком гелимагнетике, как FeGe.

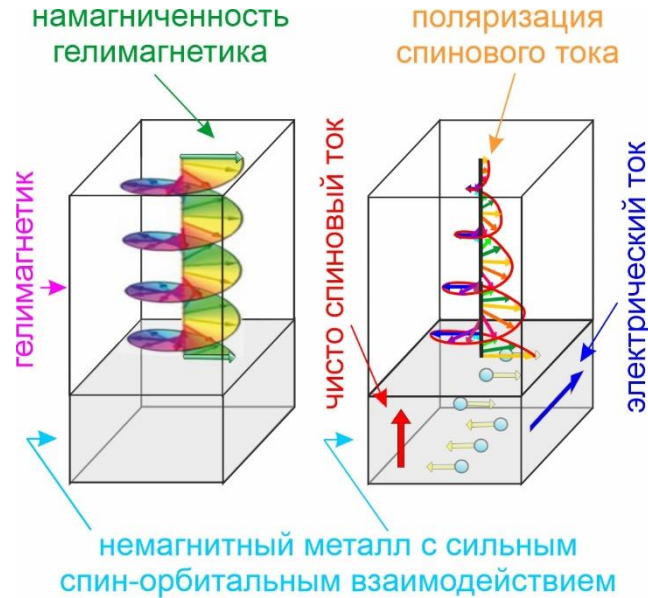


**Рисунок 5** – Поведение относительного электросопротивления  $\rho_s/\rho_H$  с изменением  $j$  при  $\alpha = 0.01$  и  $q = 10^6 \text{ см}^{-1}$ . Кривая I представляет сценарий I ( $\tau_s = 10^{-14} \text{ с}$ ); кривая II представляет сценарий II ( $\tau_s = 2 \cdot 10^{-13} \text{ с}$ ); пунктирная кривая соответствует границе областей существования сценариев I и II ( $\tau_s = 7 \cdot 10^{-14} \text{ с}$ )

Результаты, представленные в пятой главе, опубликованы в работе [A7].

**В шестой главе** выполняется построение теории, пригодной для описания инжекции в гелимагнетик чисто спинового тока, возникающего в немагнитном металле как проявление спинового эффекта Холла.

Рассмотрен контакт немагнитного металла с сильным спин-орбитальным взаимодействием и гелимагнитного металла, в котором спин-орбитальное взаимодействие пренебрежимо мало. Электрический ток, протекающий параллельно плоскости контакта этих металлов, из-за спин-орбитального взаимодействия будет вызывать в немагнитном металле чисто спиновый ток (спиновый эффект Холла), который будет инжектироваться в гелимагнетик. Можно ожидать, что поляризация чисто спинового тока, инжектированного в гелимагнетик, будет подстраиваться под направление намагниченности локализованных электронов, а также, что она будет затухать на некоторой характерной длине (рисунок 6).



**Рисунок 6** – Схематическое изображение пространственного распределения поляризации инжектированного в гелимагнетик чисто спинового тока

Для описания спинового и зарядового транспорта в случае структуры «немагнитный металл – гелимагнетик» полученная во второй главе система уравнений для плотностей и потоков была дополнена феноменологическими граничными условиями для потоков заряда и спина.

В результате было показано, что затухание чисто спинового тока, инжектированного вдоль оси магнитной спирали (коллинеарной  $OZ$ ), описывается двумя характерными длинами.

Первая длина

$$L_D = L_S / \sqrt{1 + \eta^2}, \quad (17)$$

где  $\eta = qL_S$ ,  $L_S = \sqrt{D\tau_S}$  – длина спиновой диффузии. Длина  $L_D$  характеризует спадание (по мере удаления от границы инжекции) поляризации спинового тока  $\mathbf{P} = \mathbf{e}_z \cdot \mathbf{J}$ , коллинеарной намагниченности локализованных электронов гелимагнетика. Длина  $L_D$  является аналогом длины спиновой диффузии в ферромагнетике  $L_S$ , она всегда меньше длины спиновой диффузии  $L_S$ , причём уменьшение определяется величиной периода спирали гелимагнетика.

Вторая длина

$$L_p = L_S / \sqrt{\lambda/2}, \quad (18)$$

где  $\lambda = \tau_s \Omega_A$ . Длина  $L_p$  характеризует спадание (по мере удаления от границы инжекции) поляризации спинового тока, перпендикулярной намагниченности локализованных электронов гелимагнетика. Эта длина всегда меньше длины спиновой диффузии  $L_s$ , причём уменьшение определяется величиной  $s-d$  обменного взаимодействия.

Аналитически найдена поляризация инжектированного в гелимагнетик чисто спинового тока, в результате чего обнаружен «эффект хиральной поляризации чисто спинового тока» – это эффект, который заключается в возникновении в гелимагнетике продольно-поляризованного (относительно оси спирали) чисто спинового тока при инжекции из немагнитного металла поперечно-поляризованного чисто спинового тока.

Для металлических длиннопериодных гелимагнетиков были проведены численные расчёты (рисунок 7) пространственного распределения поляризации чисто спинового тока, инжектированного из немагнитного металла с сильным спин-орбитальным взаимодействием в гелимагнетик, которая может быть представлена в виде

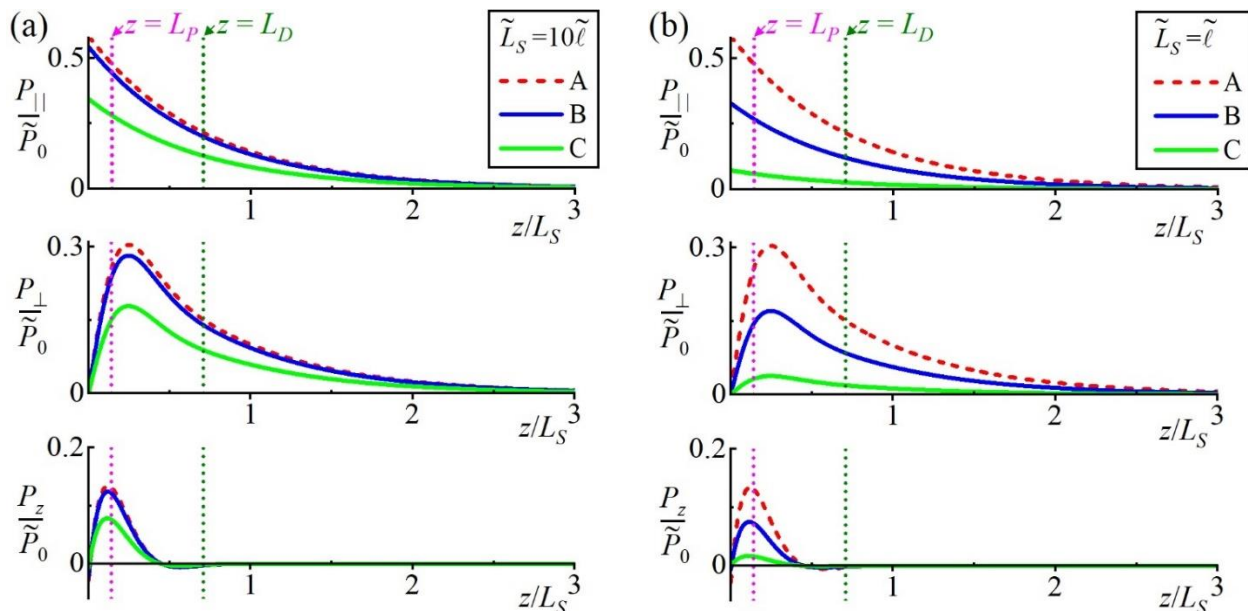
$$\mathbf{P} = P_{\parallel} \mathbf{h} + P_{\perp} [\mathbf{h} \times \mathbf{e}_z] + P_z \mathbf{e}_z, \quad (19)$$

где  $\mathbf{h} = \mathbf{M}/M$  – единичный вектор, сонаправленный с намагниченностью локализованных электронов гелимагнетика.

Было получено, что соотношение между длинной спиновой диффузии  $\tilde{L}_s$  и длиной свободного пробега  $\tilde{\ell}$  электронов проводимости в немагнитном металле может значительно влиять на картину инжекции.

Показано, что когда граница не является высокопрозрачной, и когда процессами переворота спина на границе можно пренебречь, инжекция чисто спинового тока в гелимагнетик будет тем более эффективной, чем больше в немагнитном металле длина спиновой диффузии превышает длину свободного пробега электронов проводимости.

Полученные результаты применимы для качественного описания картины инжекции чисто спинового тока в большом классе проводящих кубических длиннопериодных гелимагнетиков без центра инверсии:  $\text{MnSi}$ ,  $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ ,  $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ,  $\text{Mn}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ ,  $\text{MnGe}$ ,  $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Ge}$ ,  $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Ge}$ .



**Рисунок 7** – Распределение в пространстве компонент поляризации спинового тока  $P_{\parallel}$ ,  $P_{\perp}$  и  $P_z$  в гелимагнетике при инъекции чисто спинового тока из немагнитного металла для двух предельных случаев: (a)  $\tilde{L}_S = 10\tilde{\ell}$ ; (b)  $\tilde{L}_S = \tilde{\ell}$ .  $R^{(\text{nsf})}$  равно 0.001,  $W^{(\text{nsf})}$  равно 0.999 (кривые, обозначенные буквой А),  $R^{(\text{nsf})} = W^{(\text{nsf})} = 0.5$  (кривые В) и  $R^{(\text{nsf})} = 0.9$ ,  $W^{(\text{nsf})} = 0.1$  (кривые С).  $\tilde{P}_0$  – величина чисто спинового тока в глубине немагнитного металла

Результаты, представленные в шестой главе, опубликованы в работах [А5, А6, А8].

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

1. Построена квантовая теория электронного спинового транспорта, пригодная для описания гальваномагнитных явлений в металлах и полупроводниках, обусловленных наличием электрического заряда и спинового момента у электронов проводимости, включая как известные эффекты – магнетосопротивление, эффект Холла и спиновый эффект Холла, так и не описанные ранее эффекты, обусловленные неоднородностями внешнего магнитного поля и/или внутренних полей обменного происхождения.

2. С помощью построенной теории было продемонстрировано, что взаимодействие спинов электронов проводимости с пространственно-неоднородным эффективным магнитным полем обменного происхождения в хиральных гелимагнетиках даёт естественное объяснение двум спин-транспортным эффектам: электрическому магнитохиральному эффекту и кинетическому магнитоэлектрическому эффекту. Определены условия экспериментального наблюдения явления резонансного усиления этих спиновых эффектов до гигантских величин, получившего название «магнитохиральный кинетический резонанс».

3. Построена теория эффекта передачи спинового момента в проводящих хиральных гелимагнетиках. Показано, что передача спинового момента в хиральных гелимагнетиках приводит к вращению спирали намагниченности гелимагнетика вокруг её оси под действием протекающего электрического тока. Найдена частота такого вращения намагниченности

гелимагнетика, которая выражена через параметры квантового обменного гамильтониана, задающего геликоидальное магнитное упорядочение в проводящем кристалле.

4. Описано влияние эффекта передачи спинового момента на электросопротивление проводящих хиральных гелимагнетиков. Установлено, что при возникновении вращения спиновой спирали под действием протекающего электрического тока электросопротивление гелимагнетика будет всегда меньше сопротивления гелимагнетика, в котором спиновая спираль неподвижна. Показано, что величина электросопротивления в условиях передачи спинового момента зависит от величины интеграла обменного взаимодействия и от релаксационных характеристик спиновых систем электронов проводимости и локализованных электронов.

5. Описана инжекция в гелимагнетик чисто спинового тока, возникающего в немагнитном металле как проявление спинового эффекта Холла. Найдено пространственное распределение поляризации инжектированного в гелимагнетик спинового тока и определены характерные длины затухания различных компонент вектора поляризации спинового тока. Предсказано существование «эффекта хиральной поляризации чисто спинового тока», который заключается в возникновении в гелимагнетике продольно-поляризованного (относительно оси спирали) чисто спинового тока и продольной компоненты неравновесной намагниченности электронов, зависящих от хиральности спирали гелимагнетика, при инжекции из немагнитного металла поперечно-поляризованного чисто спинового тока.

## СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА

A1. Ustinov, V. Spin current polarization and electrical conductivity in metal helimagnets / V. Ustinov, N. Bebenin, I. Yasyulevich. – Текст: непосредственный // J. Phys.: Conf. Ser. – 2019. – Vol. 1389. – № 1. – P. 012151 (1-6).

A2. Устинов, В. В. Электронный спиновый ток и спин-зависимые гальваномагнитные явления в металлах / В. В. Устинов, И. А. Ясюлевич. – Текст: непосредственный // Физ. мет. и металловед. – 2020. – Т. 121. – № 3. – С.257-269.

A3. Ustinov, V. V. Electrical magnetochiral effect and kinetic magnetoelectric effect induced by chiral exchange field in helical magnetics / V. V. Ustinov, I. A. Yasyulevich. – Текст: непосредственный // Phys. Rev. B. – 2020. – Vol. 102. – № 13. – P. 134431 (1-11).

A4. Ustinov, V. V. Chirality-dependent spin-transfer torque and current-induced spin rotation in helimagnets / V. V. Ustinov, I. A. Yasyulevich. – Текст: непосредственный // Phys. Rev. B. – 2022. – Vol. 106. – № 6. – P. 064417 (1-12).

A5. Устинов, В. В. Хиральная спин-орбитроника гетероперехода гелимагнетик – нормальный металл / В. В. Устинов, И. А. Ясюлевич, Н. Г. Бебенин. – Текст: непосредственный // Физ. мет. и металловед. – 2023. – Т. 124. – № 2. – С. 204-213.

A6. Ясюлевич, И. А. Инжекция чисто спинового тока в гелимагнетик / И. А. Ясюлевич, Н. Г. Бебенин, В. В. Устинов. – Текст: непосредственный // ЖЭТФ. – 2023. – Т. 163. – № 4. – С. 574-584.

A7. Устинов, В. В. Передача спинового момента и нелинейный квантовый электронный транспорт в хиральных гелимагнетиках / В. В. Устинов, И. А. Ясюлевич. – Текст: непосредственный // ЖЭТФ. – 2023. – Т. 164. – № 4. – С. 491-502.

A8. Ustinov, V. V. Playing pure spin current in helimagnets: toward chiral spin-orbitronics / V. Ustinov, I. A. Yasyulevich, N. G. Bebenin. – Текст: непосредственный // Phys. Met. Metallogr. – 2023. – V. 124. – No. 14. – P. 1745-1767.

## СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gerlach, W. Der experimentelle Nachweis der Richtungsquantelung im Magnetfeld / W. Gerlach, O. Stern. – Текст: непосредственный // Z. Phys. – 1922. – Vol. 9. – No. 1. – P. 349-352.
2. Kishine, J. Theory of Monoaxial Chiral Helimagnet / J. Kishine, A. S. Ovchinnikov. – Текст: непосредственный // Solid State Physics. – 2015. – Vol. 66. – P. 1-130.
3. Elliott, R. J. Theory of the Resistance of the Rare Earth Metals / R. J. Elliott, F. A. Wedgwood. – Текст: непосредственный // Proc. Phys. Soc. – 1963. – Vol. 81. – No. 5. – P. 846-855.
4. Calvo, M. Quantum theory of neutrons in helical magnetic fields / M. Calvo. – Текст: непосредственный // Phys. Rev. B. – 1978. – Vol. 18. – No. 9. – P. 5073-5077.
5. Изюмов, Ю. А. Дифракция нейтронов на длинно-периодических структурах / Ю. А. Изюмов. – Москва: Энергоатомиздат, 1987. – 200 с. – Текст: непосредственный.
6. Buchel'nikov, V. D. Coupled magnetoelastic and electromagnetic waves in uniaxial crystals having spiral magnetic structure / V. D. Buchel'nikov, I. V. Bychkov, V. G. Shavrov. – Текст: непосредственный // JMMM. – 1993. – Vol. 118. – No. 1-2. – P. 169-174.
7. Fraerman, A. A. Diode effect in a medium with helical magnetic structure / A. A. Fraerman, O. G. Udalov. – Текст: непосредственный // Phys. Rev. B. – 2008. – Vol. 77. – No. 9. – P. 094401.
8. Bychkov, I. V. Hybridization of electromagnetic, spin and acoustic waves in magnetic having conical spiral ferromagnetic order / I. V. Bychkov, D. A. Kuzmin, V. G. Shavrov. – Текст: непосредственный // JMMM. – 2013. – Vol. 329. – P. 142-145.
9. Алтынбаев, Е. В. Экзотические спиновые структуры в моносилицидах и моногерманидах переходных металлов / Е. В. Алтынбаев, Н. М. Чубова, С. В. Григорьев. – Текст: непосредственный // Кристаллография. – 2022. – Т. 67. – No. 1. – С. 130-150.
10. Electrical magnetochiral effect induced by chiral spin fluctuations / T. Yokouchi, N. Kanazawa, A. Kikkawa [et al.]. – Текст: непосредственный // Nat. Commun. – 2017. – Vol. 8. – No. 1. – P. 866.
11. Aoki, R. Anomalous Nonreciprocal Electrical Transport on Chiral Magnetic Order / R. Aoki, Y. Kousaka, Y. Togawa. – Текст: непосредственный // Phys. Rev. Lett. – 2019. – Vol. 122. – No. 5. – P. 057206.
12. Chirality Memory Stored in Magnetic Domain Walls in the Ferromagnetic State of MnP / N. Jiang, Y. Nii, H. Arisawa [et al.]. – Текст: непосредственный // Phys. Rev. Lett. – 2021. – Vol. 126. – No. 17. – P. 177205.
13. Current-induced bulk magnetization of a chiral crystal CrNb<sub>3</sub>S<sub>6</sub> / Y. Nabei, D. Hirobe, Y. Shimamoto [et al.]. – Текст: непосредственный // Appl. Phys. Lett. – 2020. – Vol. 117. – No. 5. – P. 052408.

14. Spin current / S. Maekawa [et al]. – Oxford: Oxford University Press, 2017. – 520 p. – Текст: непосредственный.
15. Spin Physics in Semiconductors / M. I. Dyakonov [et al]. – Cham: Springer, 2017. – 532 p. – Текст: непосредственный.
16. Slonczewski, J. C. Current-driven excitation of magnetic multilayers / J. C. Slonczewski. – Текст: непосредственный // JMMM. – 1996. – Vol. 159. – № 1-2. – P. L1-L7.
17. Berger, L. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current / L. Berger. – Текст: непосредственный // Phys. Rev. B. – 1996. – Vol. 54. – № 13. – P. 9353-9358.
18. Excitation of a Magnetic Multilayer by an Electric Current / M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass [et al.] . – Текст: непосредственный // Phys. Rev. Lett. – 1998. – Vol. 80. – № 19. – P. 4281-4284.
19. Current-Driven Magnetization Reversal and Spin-Wave Excitations in Co/Cu/Co Pillars / J. A. Katine, F. J. Albert, R. A. Buhrman [et al.]. – Текст: непосредственный // Phys. Rev. Lett. – 2000. – Vol. 84. – № 14. – P. 3149-3152.
20. Wessely, O. Current Driven Magnetization Dynamics in Helical Spin Density Waves / O. Wessely, B. Skubic, L. Nordström. – Текст: непосредственный // Phys. Rev. Lett. – 2006. – Vol. 96. – № 25. – P. 256601.
21. Kudtarkar, S. K. Dynamics of helimagnets with spin polarised currents / S. K. Kudtarkar. – Текст: непосредственный // Phys. Lett. A. – 2009. – Vol. 374. – № 2. – P. 366-375.
22. Iwasaki, J. Universal current-velocity relation of skyrmion motion in chiral magnets / J. Iwasaki, M. Mochizuki, N. Nagaosa. – Текст: непосредственный // Nat. Commun. – 2013. – Vol. 4. – № 1. – P. 1463.
23. Hals, K. M. D. Spin-transfer torques in helimagnets / K. M. D. Hals, A. Brataas. – Текст: непосредственный // Phys. Rev. B. – 2013. – Vol. 87. – № 17. – P. 174409.
24. Combing the helical phase of chiral magnets with electric currents / J. Masell, X. Yu, N. Kanazawa [et al.]. – Текст: непосредственный // Phys. Rev. B. – 2020. – Vol. 102. – № 18. – P. 180402.
25. Spin-Hall magnetoresistance and spin Seebeck effect in spin-spiral and paramagnetic phases of multiferroic  $\text{CoCr}_2\text{O}_4$  films / A. Aqeel, N. Vlietstra, J. A. Heuver [et al.]. – Текст: непосредственный // Phys. Rev. B. – 2015. – Vol. 92. – № 22. – P. 224410.
26. Electrical detection of spiral spin structures in  $\text{Pt|Cu}_2\text{OSeO}_3$  heterostructures / A. Aqeel, N. Vlietstra, A. Roy [et al.]. – Текст: непосредственный // Phys. Rev. B. – 2016. – Vol. 94. – № 13. – P. 134418.
27. Spin-Hall magnetoresistance in multidomain helical spiral systems / A. Aqeel, M. Mostovoy, B. J. Van Wees, T. T. M. Palstra. – Текст: непосредственный // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2017. – Vol. 50. – № 17. – P. 174006.
28. Boys, D. W. Thermal Conductivities and Lorenz Functions of Dy, Er, and Lu Single Crystals / D. W. Boys, S. Legvold. – Текст: непосредственный // Phys. Rev. – 1968. – Vol. 174. – № 2. – P. 377-384.

---

Отпечатано на ризографе ИФМ УрО РАН тир. 100 зак. №11

Объем 1 печ. л. Формат 60x84 1/16

620108, г. Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18