

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт физики металлов имени М.Н. Михеева
Уральского отделения Российской академии наук

На правах рукописи

ЯСЮЛЕВИЧ Иван Алексеевич

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

1.3.12. Физика магнитных явлений

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических наук,
профессор, академик РАН
Устинов Владимир Васильевич

Екатеринбург – 2024

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	4
1 ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР	12
1.1 Хиральность.....	12
1.2 Гелимагнетики.....	14
1.3 Влияние геликоидального магнетизма на зарядовый и спиновый транспорт	19
1.4 Влияние зарядового и спинового транспорта на геликоидальный магнетизм	25
1.5 Особенности инжекции чисто спинового тока в геликоидальные магнетики.....	28
1.6 Заключение и выводы по главе 1	30
2 ЭЛЕКТРОННЫЙ СПИНОВЫЙ ТОК И СПИН-ЗАВИСИМЫЕ ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В МЕТАЛЛАХ.....	31
2.1 Матрица плотности и квантовое кинетическое уравнение	31
2.2 Электронная и спиновая плотности. Плотности электронного и спинового токов	35
2.3 Тензор спинового тока.....	38
2.4 Интеграл столкновений квантового кинетического уравнения	39
2.5 Уравнения движения для плотностей и потоков	43
2.6 Основные уравнения электронного спинового транспорта в пространственно-неоднородных проводящих магнетиках	48
2.7 Заключение и выводы по главе 2.....	51
3 ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ МАГНИТОХИРАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ И КИНЕТИЧЕСКИЙ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ, ИНДУЦИРОВАННЫЕ ХИРАЛЬНЫМ ОБМЕННЫМ ПОЛЕМ В ГЕЛИКОИДАЛЬНЫХ МАГНЕТИКАХ	52
3.1 Основные уравнения электронного спинового транспорта в металлических гелимагнетиках	52
3.2 Спиновая динамика электронов проводимости в хиральных гелимагнетиках.....	53
3.3 Электрический магнитохиральный эффект Штерна-Герлаха	58
3.4 Кинетический магнитоэлектрический эффект Штерна-Герлаха.....	66
3.5 Заключение и выводы по главе 3	68
4 ЗАВИСЯЩИЙ ОТ ХИРАЛЬНОСТИ ЭФФЕКТ ПЕРЕДАЧИ СПИНОВОГО МОМЕНТА И ИНДУЦИРОВАННОЕ ТОКОМ ВРАЩЕНИЕ СПИНА В ГЕЛИМАГНЕТИКАХ.....	70
4.1 Основные уравнения.....	70
4.2 Равновесное состояние гелимагнетика	74
4.3 Магнитная динамика гелимагнетика.....	76

4.4 Динамика магнитной спирали при отсутствии внешнего магнитного поля	80
4.5 Численные расчёты и оценки	86
4.6 Заключение и выводы по главе 4	92
5 ПЕРЕДАЧА СПИНОВОГО МОМЕНТА И НЕЛИНЕЙНЫЙ КВАНТОВЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ В ХИРАЛЬНЫХ ГЕЛИМАГНЕТИКАХ	94
5.1 Основные уравнения	94
5.2 Электросопротивление хирального гелимагнетика в условиях передачи спинового момента	96
5.3 Численные оценки и расчёты	104
5.4 Заключение и выводы по главе 5	108
6 ХИРАЛЬНАЯ СПИН-ОРБИТРОНИКА ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ ГЕЛИМАГНЕТИК – НЕМАГНИТНЫЙ МЕТАЛЛ.....	110
6.1 Основные уравнения спин-орбитроники	110
6.2 Спин-орбитроника полуограниченного немагнитного металла с сильным спин- орбитальным взаимодействием	113
6.3 Спиновый транспорт в проводящем гелимагнетике.....	115
6.4 Граничные условия	118
6.5 Поляризационные эффекты при инжекции чисто спинового тока в гелимагнетик	123
6.6 Численные расчёты и оценки	125
6.7 Заключение и выводы по главе 6	131
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	133
ОСНОВНЫЕ ПУБЛИКАЦИИ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ	135
БЛАГОДАРНОСТИ	136
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	137

ВВЕДЕНИЕ

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 μ , 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 намагниченность. 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 магнетиках 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 [10–14]. 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 [15].

В выполненных к настоящему времени работах по спин-зависящим гальваномагнитным явлениям [16, 17] 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 [18–24]. 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 [18, 19]. 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 [25–29]. В связи с экспериментальным обнаружением возможности управления намагниченностью гелимагнетиков протекающим электрическим током [29] 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 [30]. 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 [31–33], 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 инъекции в гелимагнетик чисто спинового тока, возникающего в немагнитном металле как проявление спинового эффекта Холла. Найти распределение в пространстве поляризации спинового тока, инжестированного 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 инъекцию чисто спинового тока из немагнитного металла с сильным спин-орбитальным взаимодействием в гелимагнетик. Описано пространственное распределение поляризации инжестированного 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 результатов.

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 [A1–A8], и в 10 тезисах докладов на российских и международных конференциях.

Апробация результатов работы.

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 Владимира Васильевича. 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 выполнена в рамках следующих программ и грантов.

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).

1 ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР

В настоящей главе кратко представлены основные литературные данные по таким темам как: хиральность, гелимагнетики, влияние геликоидального магнетизма на зарядовые и спиновые токи, влияние зарядовых и спиновых токов на геликоидальный магнетизм, особенности инъекции чисто спинового тока в геликоидальные магнетики.

1.1 Хиральность

Хиральность – это геометрическое свойство трёхмерных объектов не совмещаться со своим отражением в зеркале ни при каких сдвигах и поворотах [34]. Термин хиральность произошёл от греческого слова «χείρ», имеющего значение «рука». На Рисунке 1.1 представлена демонстрация наличия хиральности у человеческой руки: отражение левой руки является аналогом правой руки, но правая рука никаким образом, кроме зеркального отражения, не может быть совмещена с левой рукой.

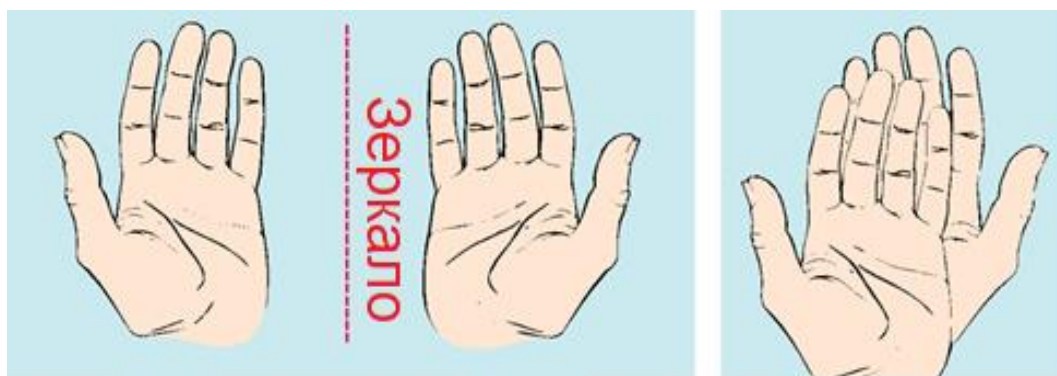


Рисунок 1.1 – Демонстрация наличия хиральности у человеческой руки [35]

Хиральными также могут быть спирали, молекулы, кристаллы и т. д. На Рисунке 1.2 представлена демонстрация наличия хиральности у объекта, выполненного в форме спирали.



Рисунок 1.2 – Демонстрация наличия хиральности у объекта, выполненного в форме спирали. Зеркальное отражение правозакрученной спирали соответствует левозакрученной спирали. Левозакрученная спираль не может быть совмещена с правозакрученной спиралью ни при каких сдвигах и поворотах

На Рисунке 1.3 представлена демонстрация наличия кристаллической хиральности у кристалла NbSi_2 .

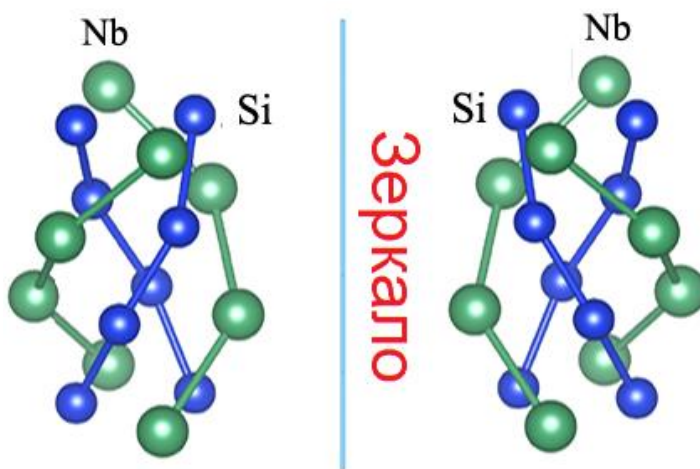


Рисунок 1.3 – Демонстрация наличия кристаллической хиральности у кристалла NbSi_2 [36]

Кристаллы могут иметь также магнитную хиральность. Кристаллы, в которых намагниченность выстраивается в спираль, были названы гелимагнетиками.

1.2 Гелимагнетики

Гелимагнетики – это магнитно-слоистые магнетики, в которых направления магнитных моментов электронов, локализованных на атомах, в отдельных магнитных слоях сонаправлены, а при переходе от одного слоя к другому направления магнитных моментов локализованных электронов меняются на постоянный угол по правилу винта. Если при этом мысленно соединить концы векторов магнитных моментов, то получится спираль [37–40]. На Рисунке 1.4 представлено схематическое изображение гелимагнетика.

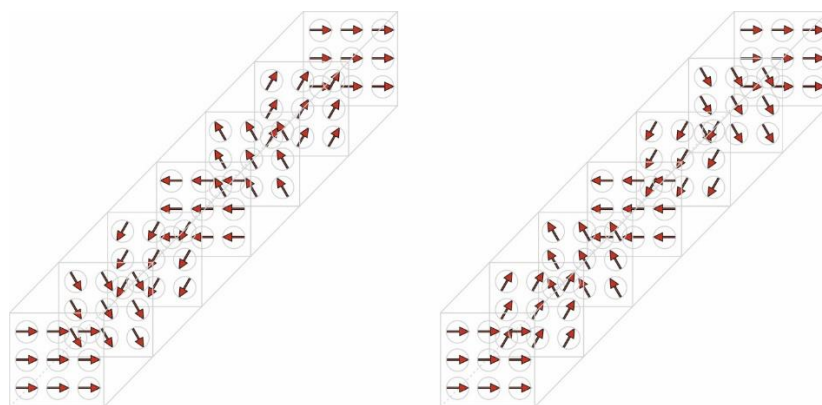


Рисунок 1.4 – Схематическое изображение гелимагнетика с правозакрученной и левозакрученной спиралью. Направления стрелок соответствуют направлениям магнитных моментов электронов внутренних оболочек атомов

В геликоидальных магнетиках намагниченность может выстраиваться в разные типы спиралей. На Рисунке 1.5 представлено схематическое изображение некоторых спиральных структур, в которые может выстроиться намагниченность геликоидального магнетика.

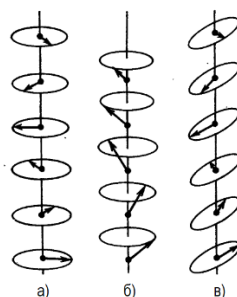


Рисунок 1.5 – Схематическое изображение некоторых спиральных структур, в которые может выстроиться намагниченность геликоидального магнетика [41]. а) простая спираль, б) коническая спираль, в) скошенная спираль. Направления стрелок соответствуют направлениям магнитных моментов электронов внутренних оболочек атомов

Геликоидальный магнетизм был обнаружен в множестве кристаллов [5, 42, 43]. Недавно появились работы, в которых было продемонстрировано существование геликоидального магнетизма в магнитных сверхрешётках (в структурах, в которых тонкие слои эпитаксиально выращенных магнетиков периодически чередуются) [44, 45].

Для обнаружения спирального упорядочения намагниченности широко используются дифракция нейтронов и просвечивающая электронная микроскопия. На Рисунке 1.6 представлено изображение спирального упорядочения намагниченности тонкой плёнки CrNb_3S_6 , находящейся в геликоидальном магнитном состоянии, полученное с помощью Френелевской просвечивающей электронной микроскопии Лоренца.

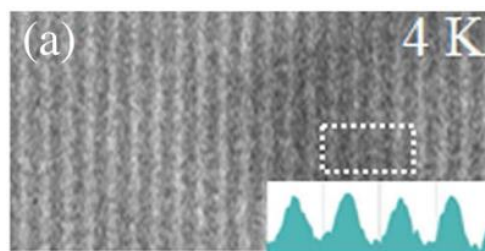


Рисунок 1.6 – Изображение намагниченности плёнки CrNb_3S_6 , (толщиной менее 100 нм при 4 К), находящейся в геликоидальном магнитном состоянии, полученное с помощью просвечивающей электронной микроскопии Лоренца в режиме Френеля [46]. Изображение, состоящее из неискажённых полос, свидетельствует о наличии монодоменной спиральной структуры (ось спирали расположена перпендикулярно полосам)

Для определения хиральности спирали намагниченности гелимагнетика или, другими словами, для определения разновидности спирального упорядочения намагниченности (либо левозакрученная спираль, либо правозакрученная спираль) может быть использован метод рассеяния поляризованных нейтронов [47].

Спиральное упорядочение намагниченности может возникать как в кристаллах, имеющих центр симметрии, к ним относятся, например, тяжёлые редкоземельные металлы (Tb, Dy, Ho, Er, Tm) [41], так и в кристаллах, не имеющих центра симметрии, к ним относятся, например, кубические магнетики, представленные большой группой силицидов (MnSi , $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$, $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$, $\text{Mn}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$) и германидов (MnGe , FeGe , $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Ge}$, $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Ge}$) переходных металлов [9].

В магнетиках, имеющих центр симметрии, спиральное упорядочение намагниченности может возникать по нескольким причинам. Во-первых, из-за сосуществования положительного обменного взаимодействия между ближайшими атомными соседями и отрицательного обменного взаимодействия между соседями, следующими за ближайшими. Под действием

положительного обменного взаимодействия магнитные моменты, локализованные на атомах, расположенных в магнитном слое, упорядочиваются ферромагнитно. Однако, благодаря сосуществованию положительного и отрицательного обменных взаимодействий, магнитные моменты в соседних слоях поворачиваются – возникает спиральная структура [38, 39, 48]. Во-вторых, из-за наличия косвенного обменного взаимодействия через электроны проводимости – взаимодействия Рудермана-Киттеля-Касуя-Иосиды. Такая ситуация наблюдается, например, в редкоземельных металлах, где носители магнитного момента, $4f$ -электроны, расположены глубоко внутри атома и их перекрытие с моментами соседних атомов отсутствует. Электроны внешних оболочек, $5d^16s^2$, коллективизируясь в кристалле, превращаются в электроны проводимости и одновременно с участием в металлической связи служат также для передачи обменного взаимодействия [37, 49]. Косвенное обменное взаимодействие через электроны проводимости является дальнедействующим и сложным образом зависит от расстояния между атомами, что может приводить к тому, что обменное взаимодействие между ближайшими атомами будет сравнимо по величине и противоположно по знаку с обменным взаимодействием между атомами, находящимися на более далёких расстояниях друг от друга, что способствует образованию спиральных спиновых структур [37, 39, 49]. По способу образования спирального спинового упорядочения магнетики, имеющие центр симметрии, относят к геликоидальным магнетикам с обменной спиралью [50, 51].

В магнетиках без центра симметрии спиральное спиновое упорядочение обусловлено наличием антисимметричного спинового взаимодействия [52]. Существование антисимметричного спинового взаимодействия впервые было описано феноменологически Дзялошинским [53–56]. Дзялошинский, используя теорию фазовых переходов второго рода Ландау, показал, что в разложении магнитной энергии кристалла без центра симметрии, по степеням средней плотности спина, имеются члены релятивистской природы, отвечающие за антисимметричное спиновое взаимодействие. Позже Мория [57] установил спин-орбитальную природу этого взаимодействия. Обнаруженное антисимметричное обменное взаимодействие получило название взаимодействие Дзялошинского-Мория. Бак и Йенсен [58], выполнив учёт взаимодействия Дзялошинского-Мория, построили феноменологическую модель, объясняющую геликоидальный магнетизм в кристаллах без центра симметрии. В построенной модели стабилизация спиновой спирали описывается наличием 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. Хиральность спирали определяется знаком

взаимодействия Дзялошинского-Мория. По способу образования спирального спинового упорядочения магнетики, не имеющие центра симметрии, относят к геликоидальным магнетикам с релятивистской спиралью [50, 51]. В последнее время их кратко называют хиральными гелимагнетиками (ХГМ) [2].

Тип спирального спинового упорядочения может меняться при изменении внешнего поля и температуры. Границы существования того или иного типа спирального спинового упорядочения наглядно демонстрируют магнитные фазовые диаграммы. На примере фазовой диаграммы MnSi, представленной на Рисунке 1.7, опишем типичное поведение спиновой спирали ХГМ при изменении температуры и внешнего магнитного поля, приложенного вдоль оси спирали.

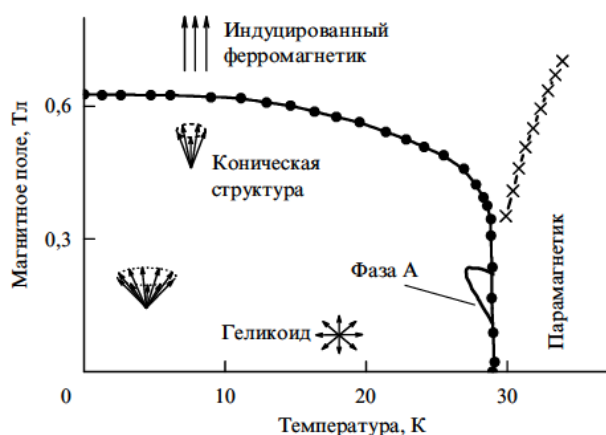


Рисунок 1.7 – Магнитная фазовая диаграмма MnSi [59]

При малых внешних полях и температурах образуется простая спиновая спираль. При приложении внешнего магнитного поля простая спираль испытывает переход к конической спирали. Дальнейший рост внешнего магнитного поля вызывает переход спинового упорядочения от спирального к «ферромагнитному». При повышении температуры любая из описанных спиновых структур испытывает переход к парамагнитному спиновому упорядочению. В геликоидальных магнетиках с обменной спиралью, поведение спирали при приложения магнитного поля вдоль оси спирали будет аналогично описанному выше.

Следует отметить, что в ХГМ вблизи температуры фазового перехода гелимагнетик-парамагнетик возможно возникновение дополнительной А-фазы: фазы, в которой наблюдается двумерная решётка скирмионных вихрей, которую можно представить как суперпозицию намагниченностей трех спиралей, выстроенных под углом 120° и расположенных в плоскости, перпендикулярной вектору магнитного поля [60].

При приложении магнитного поля перпендикулярно оси спиновой спирали поведение спирального состояния крайне сильно различается для магнетиков с обменной и с релятивистской спиралью.

В геликоидальных магнетиках с обменной спиралью при приложении поля, перпендикулярно оси спирали, происходит деформация спиральной спиновой структуры; спины отклоняются в направлении поля от чисто спирального расположения (Рисунок 1.8 а, б). При увеличении внешнего магнитного поля спиральная спиновая структура становится энергетически неустойчивой – она разрушается, и устанавливается «псевдоферромагнитная» структура (Рисунок 1.8 в). При дальнейшем росте внешнего магнитного поля все локализованные спины выстраиваются вдоль поля (Рисунок 1.8 г). При повышении температуры любая из описанных выше спиновых структур переходит в парамагнитное спиновое упорядочение.

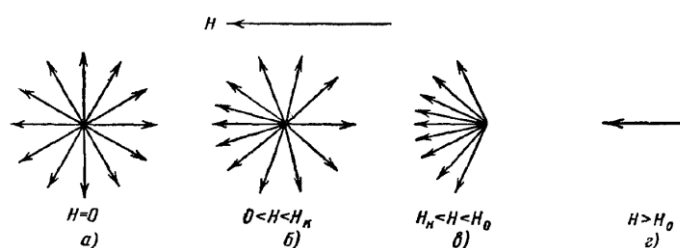


Рисунок 1.8 – Влияние внешнего магнитного поля, приложенного перпендикулярно оси спирали, на спираль намагниченности, типичное для геликоидальных магнетиков с обменной спиралью [48]. Направления стрелок соответствуют направлениям магнитных моментов электронов внутренних оболочек атомов

В ХГМ, при приложении поля перпендикулярно оси спирали, спиральная спиновая структура испытывает переход к хиральной солитонной решётке – последовательности ферромагнитных доменов, разделённых 360° доменными границами блоховского типа [61, 62]. При дальнейшем росте поля хиральная солитонная решётка переходит сначала в неустойчивое состояние с изолированной 360° доменной границей блоховского типа (состояние свободного солитона), а затем в «ферромагнитное» состояние. При повышении температуры любая из описанных выше спиновых структур переходит в парамагнитное спиновое упорядочение.

Реальные геликоидальные магнетики часто находятся в многодоменном состоянии. Это означает, что в разных частях образца направления осей спиновых спиралей отличаются и/или спиновые спирали имеют разную хиральность.

В геликоидальных магнетиках с обменной спиралью образование правозакрученных и левозакрученных спиновых спиралей (спиралей, имеющих разную хиральность) является

абсолютно равноправным процессом, в отличие от ХГМ, в которых хиральность образующихся спиралей определяется знаком взаимодействия Дзялошинского-Мория [58].

Направление осей, образующихся спиралей, и в геликоидальных магнетиках с обменной спиралью, и в ХГМ фиксируется слабым анизотропным обменным взаимодействием. Например, в гексагональных кристаллах анизотропное обменное взаимодействие фиксирует ось спиновой спирали вдоль c -оси [2]. Магнитные кристаллы, в которых спиновая спираль может выстраиваться только в одном кристаллографическом направлении, получили название одноосные гелимагнетики. Возможны ситуации, когда слабое анизотропное обменное взаимодействие фиксирует несколько кристаллографических направлений, в которых возможно выстраивание образующихся спиралей. Такая ситуация наблюдается в кубических магнетиках без центра симметрии, в которых слабое анизотропное обменное взаимодействие стремится зафиксировать направление оси спирали вдоль главных направлений кубической решётки: либо вдоль диагоналей куба, либо вдоль граней куба. Следует отметить, что в кубических магнетиках без центра симметрии спирали во всём образце можно выстроить в одном направлении с помощью приложения внешнего магнитного поля [63–67].

1.3 Влияние геликоидального магнетизма на зарядовый и спиновый транспорт

В работе под зарядовым и спиновым транспортом будем понимать, соответственно, перенос заряда и собственного спинового момента при движении электронов проводимости.

В середине прошлого столетия как теоретически [3], так и экспериментально (см. например [68]), было обнаружено влияние хирального магнетизма на зарядовый транспорт. Из экспериментальных данных следовало, что при протекании электрического тока вдоль оси магнитной спирали электросопротивление отличается от электросопротивления, возникающего при протекании тока перпендикулярно оси спирали или при отсутствии спирального спинового упорядочения. Один из ярких примеров влияния хирального магнетизма на электросопротивление приведён на Рисунке 1.9.

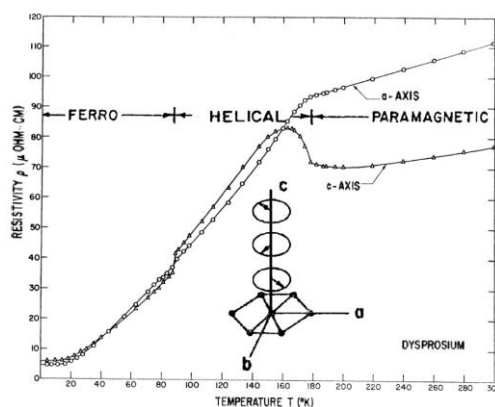


Рисунок 1.9 – Температурная зависимость электросопротивления монокристалла диспрозия [68]. При переходе диспрозия в геликоидальное состояние ось образующейся спирали намагниченности коллинеарна c -оси

Позднее последовало множество исследований, посвящённых поиску влияния хиральности на свойства зарядового транспорта в объёмных гелимагнетиках [4, 7, 49, 69–75]. В последнее время активно изучается возможность создания спиновых устройств, в которых можно было бы обнаружить влияние хирального магнетизма на свойства зарядового транспорта [76–85].

В 1985 году в работе [86], при изучении транспорта в немагнитных проводниках, обладающих кристаллической хиральностью, было обнаружено возникновение связи спинового и зарядового транспорта. Было показано, что связь спинового и зарядового транспорта вызывает «кинетический магнитоэлектрический эффект» (КМЭЭ) – возникновение намагниченности, пропорциональной приложенному току, вдоль направления приложенного тока и имеющей разные направления для разных хиральностей. КМЭЭ также был теоретически предсказан в проводниках с геликоидальной электронной волной спиновой плотности [87, 88]. Первые экспериментальные данные о существовании КМЭЭ при наличии кристаллической хиральности были получены в работе [89]. В работе изучался ядерный магнитный резонанс в теллуре – немагнитном полупроводнике с сильным спин-орбитальным взаимодействием, обладающим кристаллической хиральностью.

При протекании электрического тока вдоль оси атомной спирали был обнаружен сдвиг положения линии ядерного магнитного резонанса (изображённый на Рисунке 1.10), что трактуется авторами как появление однородной электронной намагниченности в теллуре. Было отмечено, что знак сдвига зависит от направления тока, а его величина определяется величиной приложенного электрического тока.

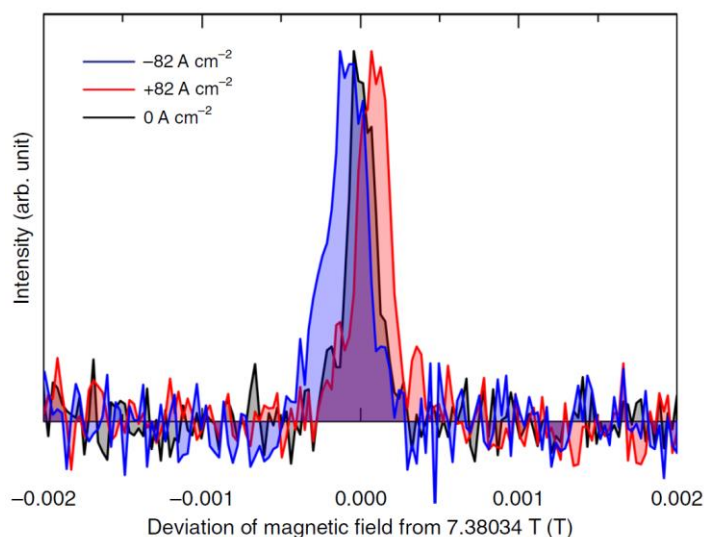


Рисунок 1.10 – Отклонение линии Н (7.38034 Тл) в спектре ядерного магнитного резонанса ядер ^{125}Te при протекании электрического тока вдоль атомной спирали [89]

Авторы продолжили изучение теллура с помощью ядерного магнитного резонанса в работе [90]. В результате авторами было показано, что: 1) эффект индуцирования намагниченности является линейным по току, 2) изменение хиральности кристаллической структуры вызывает изменение полярности индуцированной током намагниченности, 3) электрически индуцированный сдвиг связан со спиновой намагниченностью электронов, а не с орбитальной.

Экспериментальные данные о существовании КМЭЭ в CrNb_3S_6 , обладающем как хиральной кристаллической структурой, так и хиральной магнитной структурой, существующей в области температур от 0 до 130К, были получены в работе [15]. С помощью магнитометрии на сверхпроводящем квантовом интерферометре было обнаружено, что протекающий электрический ток индуцирует объёмную намагниченность \mathcal{M} в CrNb_3S_6 . Авторы работы, чтобы избежать H -нечётное влияние Джоулева нагрева на измерение намагниченности, рассмотрели дополнительно H -чётную (не зависящую от направления внешнего магнитного поля \mathbf{H}) компоненту намагниченности, введя: $\Delta\mathcal{M} = [\mathcal{M}(+H) + \mathcal{M}(-H)]/2$. Результаты измерений изображены на Рисунках 1.11–1.12.

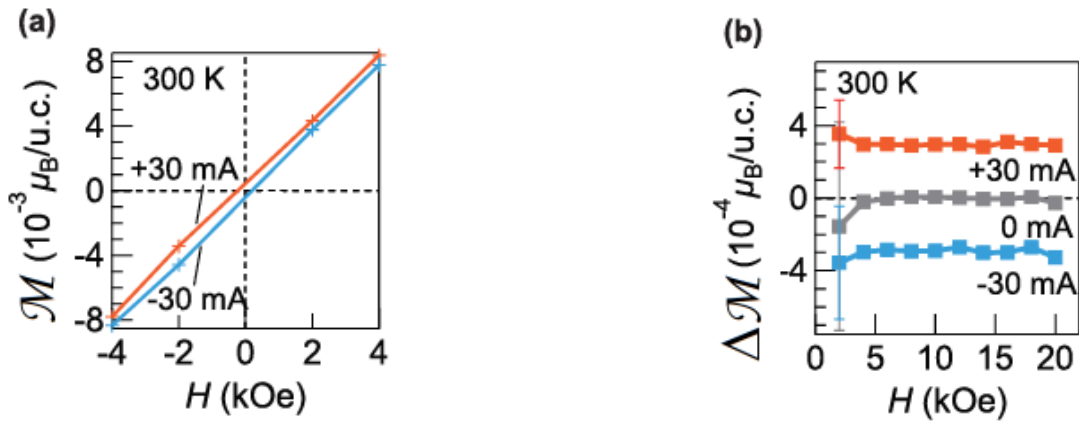


Рисунок 1.11 – Влияние КМЭЭ, обусловленного кристаллической хиральностью, на намагниченность CrNb_3S_6 [15]. (а) Кривые $\mathcal{M}(H)$ при $T = 300$ К, при токах $+30$ и -30 мА. (б)

Кривые $\Delta\mathcal{M}(H)$ при токах ± 30 и 0 мА

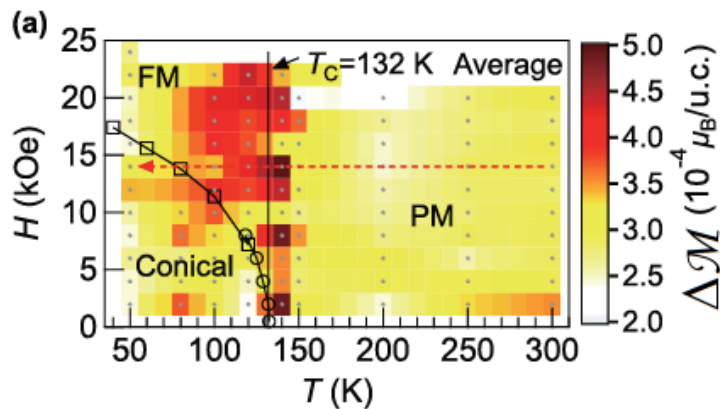


Рисунок 1.12 – Магнитная фазовая диаграмма CrNb_3S_6 [15]. Значения $\Delta\mathcal{M}$ (отмечены разными цветами) были измерены при токе 30 мА

В результате авторами было обнаружено, что направление наблюдаемой намагниченности определялось направлением тока. Величина намагниченности, генерируемой при комнатной температуре (КМЭЭ при наличии кристаллической хиральности), отличалась от величины намагниченности, генерируемой током при наличии геликоидального спинового упорядочения (КМЭЭ при наличии хиральной намагниченности).

В работе [12] было экспериментально реализовано спиновое устройство, использующее в своей работе КМЭЭ (изображено на Рисунке 1.13). Принцип работы устройства заключается в трёх ключевых моментах. Во-первых, в CrNb_3S_6 (при $T = 300$ К), имеющем хиральную атомную структуру, при протекании электрического тока из-за КМЭЭ создаётся спиновая поляризация электронов проводимости вдоль оси хиральной спирали (c -ось). Во-вторых, электроны

проводимости с приобретённой спиновой поляризацией будут диффундировать в вольфрамовый электрод, имеющий большой спиновый угол Холла. В-третьих, в вольфрамовом электроде из-за обратного спинового эффекта Холла будет происходить преобразование спиновой поляризации в зарядовый ток, что приведёт к появлению электрического поля (перпендикулярного направлению приложенного тока) в электроде.

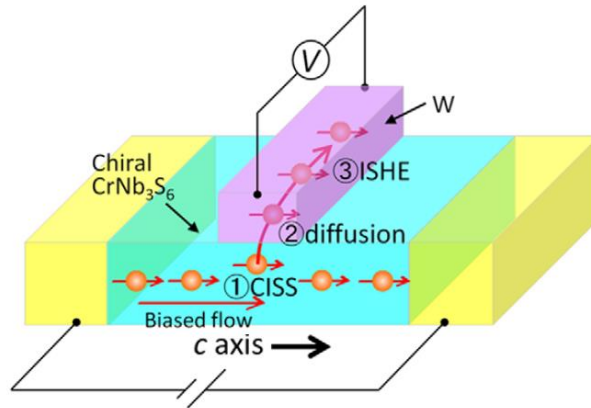


Рисунок 1.13 – Схема спинового устройства, использующего в своей работе КМЭЭ [12]

В результате авторами было обнаружено напряжение на вольфрамовом электроде, причём знак напряжения при одном и том же направлении тока отличался для устройств, включающих в себя CrNb_3S_6 с разной кристаллической хиральностью (данные приведены на Рисунке 1.14). Такое отличие легко объясняется тем, что возникающая у электронов проводимости поляризация из-за КМЭЭ будет иметь разное направление относительно направления тока для CrNb_3S_6 с разной хиральностью.

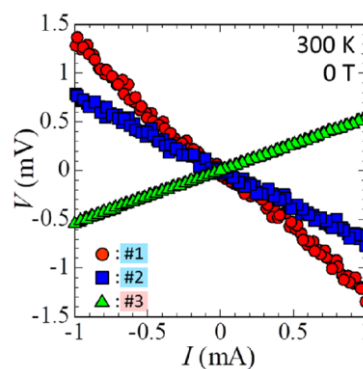


Рисунок 1.14 – Вольт-амперная характеристика спинового устройства, использующего КМЭЭ [12]. Кривые 1, 2 соответствуют устройствам, включающим CrNb_3S_6 с одинаковой кристаллической хиральностью. Кривые 1 и 3 соответствует устройствам, включающим CrNb_3S_6 с разной кристаллической хиральностью.

Измерения проведены при $T = 300$ К и $H = 0$ Т

Описанное выше спиновое устройство было использовано авторами работ [36, 91] для обнаружения КМЭЭ в дисилицидных кристаллах $TaSi_2$ и $NbSi_2$, обладающих кристаллической хиральностью.

Недавно было экспериментально реализовано спиновое устройство, использующее в своей работе КМЭЭ, возникающий из-за наличия хиральной намагниченности [92]. Устройство, реализованное в работе [92], отличалось от устройства, изображённого на Рисунке 1.13, тем, что вместо $CrNb_3S_6$ использовался гелимагнетик $MnAu_2$.

В 2001 году было обнаружено ещё одно проявление влияния хиральности на транспортные свойства – невзаимные транспортные явления. В работе под невзаимным транспортом будем понимать появление более выгодного направления для распространения спинового и/или зарядового транспорта. Риккен [93–96] первым обнаружил невзаимный зарядовый транспорт в проводниках, обладающих кристаллической хиральностью. Он показал, что удельное электрическое сопротивление хиральных проводников зависит от хиральности проводника и от относительной ориентации плотности электрического тока и внешнего магнитного поля.

Обнаруженная невзаимность электросопротивления получила название «электрическая магнитохиральная анизотропия». Теоретически было показано, что электрическая магнитохиральная анизотропия следует из общих принципов Онсагера при одновременном учёте нарушения симметрии обращения времени магнитным полем и чётности хиральностью. В качестве микроскопических механизмов, вызывающих электрическую магнитохиральную анизотропию, авторами были предложены: 1) хирально-зависимое рассеяние электронов проводимости, 2) индуцированное током эффективное внутреннее магнитное поле, порождаемое кинетическим магнитоэлектрическим эффектом. Позднее, за эффектом электрической магнитохиральной анизотропии, закрепилось название «электрический магнитохиральный эффект» (ЭМХЭ). Возможность существования невзаимного электрического транспорта в геликоидальных магнитных металлах со спиновым упорядочением «коническая спираль» обсуждалась в работе [7]. В качестве микроскопических механизмов, вызывающих ЭМХЭ в гелимагнетиках, рассматривались асимметрия энергетического спектра электронов и асимметрия рассеяния электронов проводимости во внутренних спиральных обменных полях.

Совсем недавно ЭМХЭ в геликоидальных магнетиках был обнаружен экспериментально с помощью гальваномагнитных экспериментов [10–14].

1.4 Влияние зарядового и спинового транспорта на геликоидальный магнетизм

Эффект влияния спин-поляризованного транспорта на ориентацию намагниченности проводящего магнитного материала получил название эффект передачи спинового момента (ПСМ). Эффект ПСМ возникает из-за несовпадения направлений спиновой поляризации тока и локальной намагниченности. В этом случае происходит передача спинового углового момента между электронами проводимости и локализованными электронами посредством обменного взаимодействия, что приводит к крутящему моменту, действующему на намагниченность локализованных электронов. Влияние спин-поляризованного транспорта на ориентацию намагниченности было теоретически обнаружено Слончевским и Бергером [18, 19, 97, 98] в работах по исследованию влияния тока, протекающего в слоистых системах, на планарную намагниченность слоёв. Экспериментальное свидетельство наличия эффекта ПСМ в проводящей слоистой системе, состоящей из закреплённого ферромагнитного слоя, парамагнитного слоя и свободного ферромагнитного слоя, получено в работах [20–24]. В работах было экспериментально установлено, что ток, приобретающий спиновую поляризацию после прохождения закреплённого ферромагнитного слоя, может вызывать либо переключение с одной статической ориентации на другую, либо динамическое состояние, в котором происходит стационарная прецессия намагниченности свободного ферромагнитного слоя.

Исследования динамики магнитной доменной стенки при протекании через неё спин-поляризованного электрического тока привели к открытию эффекта ПСМ в системах с неоднородной намагниченностью. При протекании через доменную стенку спины электронов переориентируются локальной намагниченностью, что соответствует действию на электроны со стороны локальной намагниченности крутящего момента. В ответ на это электроны оказывают на локальную намагниченность равный, но противоположенный крутящий момент. Было показано, что передача спинового углового момента в систему локальных моментов, образующих неоднородную намагниченность, может вызывать вращение и/или движение доменной стенки [99, 100].

В последние годы появились работы, в которых была показана возможность посредством эффекта ПСМ манипулировать намагниченностью гелимагнетиков. В работах [26–29] 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. Было установлено, что при протекании электрического тока через гелимагнетик спиновая спираль смещается как целое, что эквивалентно гармоническому

вращению спирали вокруг своей оси. Показано, что скорость смещения геликоида линейно зависит от приложенного электрического тока. Обнаружено, что при пропускании тока через гелимагнетик происходит переход от спинового упорядочения типа «простая спираль» к упорядочению «коническая спираль», причём с ростом тока угол отклонения от простой спирали увеличивается.

В работе [25] динамика спиральной волны спиновой плотности при протекании тока в гелимагнетике с анизотропией типа «лёгкая плоскость» была изучена с помощью объединения расчётов из первых принципов и полуклассической теории линейного отклика. Аналогично феноменологическим расчётам было получено, что крутящий момент, индуцированный током, вызывает вращение спиновой спирали как целого.

Авторами [101] на основе микроскопической s - d обменной модели с использованием метода неравновесной функции Грина был проведён анализ влияния неадиабатического вклада в ПСМ на намагниченность солитонной решётки ХГМ. Показано, что электрический ток, проходящий через ХГМ, генерирует накопление спинов с компонентой, поперечной локальной намагниченности, которая даёт «полеподобный» вклад в ПСМ.

В работе [29] было экспериментально обнаружено движение спиновой спирали, индуцированное электрическим током (изображено на Рисунке 1.15).

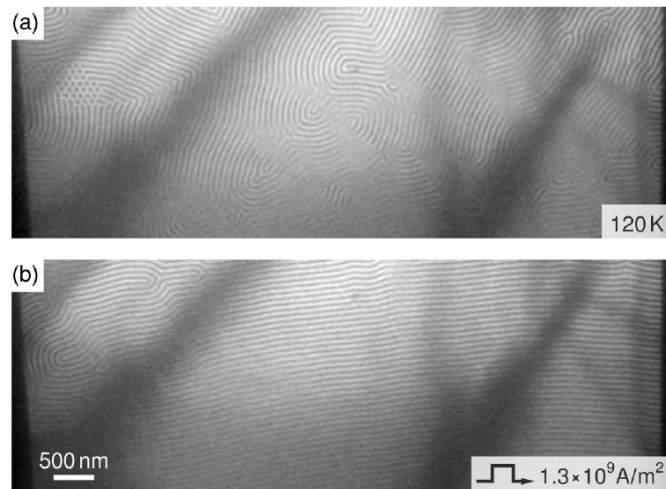


Рисунок 1.15 – Изображение намагниченности плёнки FeGe (толщиной 150 нм при 120 К), полученное с помощью просвечивающей электронной микроскопии Лоренца, до и после импульса тока [29]. (а) Начальная намагниченность соответствует многодоменной спиральной структуре (изогнутые полосы) с небольшим вкраплением скирмионнов (точки). (б) После импульса тока величиной $1.3 \cdot 10^9 \text{ A/m}^2$ в течение 0.5 мс намагниченность соответствует практически монодоменному спиральному упорядочению

Для обнаружения вращения спиновой спирали при протекании тока авторами работы [25] была предложена схема спинового устройства, состоящего из ферромагнитного слоя, намагниченного вдоль слоя, немагнитного слоя и слоя со спиральным спиновым упорядочением, в котором ось спиновой спирали расположена перпендикулярно слою. В таком устройстве проводимость перпендикулярно слоям будет зависеть от относительного направления намагничивания границ слоёв (подобно системам с гигантским магнитосопротивлением). Если намагниченность ферромагнитного слоя фиксирована, а намагниченность границы слоя, содержащего спиновую спираль, прецессирует, то проводимость, перпендикулярная слоям, будет зависеть от времени. По изменению проводимости можно будет узнать частоту вращения спирали. Несложно догадаться, что такое устройство может служить как преобразователь постоянного тока в переменный или как генератор электромагнитных волн заданной частоты.

Авторами работы [102], используя методы квантовой кинетики было показано, что движущаяся спиральная волна спиновой плотности может вызывать генерацию электрического тока. В работе [103] было теоретически доказано, что пространственно однородное, но гармонически изменяющееся со временем, магнитное поле может вызывать вращение спирали намагниченности гелимагнетиков, что в итоге приведёт к генерации электрического тока вдоль оси спирали. Генерация электрического тока при возникновении вращения спирали в ограниченном гелимагнетике была изучена численно в работе [104].

Спектр спиновых волн в гелимагнетиках был описан в работах [5, 105]. Теоретическое исследование спектра связанных спиновых и упругих волн в геликоидальных магнетиках было проведено в [106, 107]. Связанные электромагнитные и спиновые, а также связанные электромагнитные, спиновые и упругие волны в кристаллах со спиральной магнитной структурой исследовались в [6, 8, 50, 51, 108]. Показано, что ширина полос непропускания, возникающих при взаимодействии спиновых и упругих ветвей, определяется волновым числом магнитной спирали и параметром магнитоупругого взаимодействия, в то время как величина запрещённых зон, возникающих при взаимодействии спиновых и электромагнитных ветвей, не зависит от волнового числа магнитной спирали, а определяется анизотропией и параметром электромагнитного-спинового взаимодействия.

Возможность излучения электромагнитных волн непроводящими геликоидальными магнетиками при магнитном фазовом переходе теоретически предсказана в [50]. Показано, что сверхвысокочастотное излучение может испускаться спиральным магнетиком при его помещении в продольное переменное магнитное поле. В этом случае интенсивность излучения зависит от величины постоянного магнитного поля. Данный вид излучения чувствителен к частоте возбуждающего поля и имеет резонансную частотную зависимость.

1.5 Особенности инжекции чисто спинового тока в геликоидальные магнетики

Спиновая электроника (спинтроника) занимается спин-зависимым транспортом в твёрдых телах и твердотельных устройствах [16, 109]. Одним из основных терминов в спинтронике является термин спиновый ток. Например, в ферромагнетике ниже температуры Кюри, электрический ток, т. е. поток электрического заряда, вызывает спиновый ток, представляющий собой поток спинов электронов. Электрический ток может сопровождаться спиновым током в немагнитном материале, если электроны втекают в этот материал из ферромагнетика. Спиновый ток может существовать и при отсутствии электрического тока, тогда говорят о чисто спиновом токе (например, поток магнонов в ферромагнитном диэлектрике).

В приведённых выше случаях спиновый ток существует в ферромагнетике или связан с ним. Возникает вопрос, может ли протекание электрического тока создать спиновый ток в немагнитном материале, если в электрической цепи нет ферромагнетика? Ответ «да», и спин-орбитроника [110–116], новейшая и активно развивающаяся ветвь спинтроники, занимается именно такими случаями.

Происхождение термина спин-орбитроника связано с существованием релятивистского взаимодействия спина с орбитальным угловым моментом электронов (или, иначе, взаимодействием спина с орбитальными степенями свободы). Благодаря этому спин-орбитальному взаимодействию (СОВ) спиновая поляризация электронов проводимости в проводящем твёрдом теле может возникать при отсутствии в нем какого-либо магнитного упорядочения.

Наиболее ярко СОВ проявляется в спиновом эффекте Холла [17, 30, 117–123]. В отличие от обычного эффекта Холла, который наблюдается при приложении магнитного поля, спиновый эффект Холла возникает в нулевом магнитном поле и заключается в том, что электрический ток, протекающий в немагнитном проводнике, порождает чисто спиновый ток в направлении перпендикулярном электрическому току [118, 124–129].

Спиновый момент, индуцируемый в немагнитном металле за счёт спин-орбитальной связи, может передаваться в ферромагнитные слои [130–132], а также в слои с любым другим типом магнитного упорядочения, например антиферромагнитные [133–135] и ферромагнитные [136–138].

На данный момент времени имеются работы, в которых было проведено теоретическое исследование возникновения спинового тока в объёмных гелимагнетиках при протекании в них электрического тока вдоль оси спирали. В работе [139], с помощью квантовых и

квазиклассических расчётов в модели Стонера, было показано, что поляризация возникающего спинового тока параллельна намагниченности гелимагнетика.

Имеются работы, в которых изучался спиновый ток в объёмном гелимагнетике, в котором при приложении внешнего магнитного поля, перпендикулярного оси спирали намагниченности, возникает солитонная решётка. В работе [140], используя микроскопическую теорию среднего поля, было показано, что приложение магнитного поля перпендикулярно оси спирали гелимагнетика приводит к возникновению солитонной решётки. Возникновение солитонной решётки приводит к существованию в гелимагнетике постоянного спинового тока в отсутствие электрического тока. В работах [141, 142] исследование было построено на основе метода коллективных координат и канонической формулировки Дирака для сингулярной Лагранжевой системы. Авторами было показано, что объёмный транспортный магнитный ток генерируется движущейся хиральной солитонной решёткой.

Инжекция спинового тока в гелимагнетик при наличии электрического тока изучалась численно в работах [143, 144]. В работе [143] с помощью численного моделирования, для которого использовался метод рекурсивной функции Грина, было показано, что проводимость системы, состоящей из двух разных гелимагнетиков, зависит от соотношения их хиральностей и угла между намагниченностями на границе гелимагнетиков.

Перенос спинового момента из немагнитного металлического слоя в магнитную подсистему слоя с хиральной спиновой структурой недавно изучался в работах [31–33, 145–147]. В работах [145, 146] было экспериментально показано, что чисто спиновый ток, инжестируемый в нанослой неколлинеарного антиферромагнетика Mn_3Sn , приводит во вращение хиральную спиновую структуру Mn_3Sn . О переключении намагниченности хиральной спиновой структуры Mn_3Sn при инъекции чисто спинового тока сообщалось в работах [146, 147]. В работах [31–33] изучалась инъекция чисто спинового тока в гелимагнетики $CoCr_2O_4$ и Cu_2OSeO_3 . Авторы измерили спин-Холловское магнитосопротивление [148, 149] и показали, что спин-Холловское магнитосопротивление можно использовать для определения перехода от простой спирали к конической спирали, а также для определения перехода от конической спирали к «ферромагнитному» состоянию. Также показано, что с помощью спин-Холловского магнитосопротивления можно понять, находится ли образец в однодоменном спиральном состоянии или в многодоменном. Доказано, что этот метод чувствителен к ориентации спирального волнового вектора.

1.6 Заключение и выводы по главе 1

Анализ литературных данных показывает, что протекание электрического тока в неоднородно намагниченных магнетиках может приводить к возникновению новых гальваномагнитных эффектов, таких как электрический магнитохиральный эффект и кинетический магнитоэлектрический эффект. Эти эффекты могут быть обнаружены экспериментально и могут быть использованы в работе новых спиновых устройств. Для описания работы таких устройств и предсказания условий, в которых новые гальваномагнитные эффекты будут иметь значительную величину, требуется создание теоретической базы, пригодной для описания спиновых и зарядовых токов в неоднородно намагниченных магнетиках.

Описанная в литературе возможность манипулирования намагниченностью гелимагнетиков посредством эффекта передачи спинового момента может быть использована для создания спиновых устройств, выполняющих функции преобразователя постоянного тока в переменный или генератора электромагнитных волн заданной частоты. Для описания работы таких устройств требуется построение последовательной теории эффекта передачи спинового момента в хиральных проводящих гелимагнетиках.

Экспериментальные данные показывают, что инъекция чисто спинового тока в гелимагнетики чувствительна к форме спирали намагниченности и к расположению её оси по отношению к границе инъекции. Также указывается на то, что гелимагнетики могут представлять интерес в качестве новых материалов для спиновых устройств. Для описания работы таких устройств требуется разработка теории, позволяющей описывать явления спин-орбитроники на языке уравнений движения и соответствующих граничных условий для макроскопических величин: плотностей заряда и спина электронов проводимости, а также зарядовых и спиновых токов.

2 ЭЛЕКТРОННЫЙ СПИНОВЫЙ ТОК И СПИН-ЗАВИСИМЫЕ ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В МЕТАЛЛАХ

Вопросы описания спиновых транспортных явлений в проводящих твёрдых телах составляют предмет многочисленных исследований в области спинтроники. Исследование эффектов, для которых понятие «спиновый ток» является ключевым, представляет собой одно из «горячих» направлений современной физики конденсированного состояния вещества. Здесь уместно будет сослаться на монографию [16], 25 глав которой дают полное представление о прогрессе в изучении эффектов, связанных со спиновыми токами, а также на коллективную монографию [17], в которой описан широкий круг спин-зависимых оптических, электрических и магнитных свойств полупроводников.

Задача настоящей главы – сформулировать основные уравнения для описания электрических и спиновых токов, протекающих в системе, помещённой в неоднородное магнитное поле. В случае, когда речь идёт об электронах проводимости парамагнитных металлов и полупроводников, действующие на электрон силы могут создаваться неоднородным внешним магнитным полем. Если же нас интересует электронный спиновый транспорт в магнитоупорядоченных проводниках, в которых реализуется неоднородное магнитное состояние с характерными размерами магнитных неоднородностей, значительно превышающими параметр кристаллической решётки, то под неоднородным магнитным полем, действующем в такой магнетике на спин электрона, можно понимать эффективное обменное поле, усреднённое по элементарному объёму магнетика и пропорциональное неоднородной спонтанной намагниченности вещества.

2.1 Матрица плотности и квантовое кинетическое уравнение

Пусть состояния электрона в идеальном кристалле, помещённом во внешнее магнитное и электрическое поля, задаются гамильтонианом $\hat{\mathcal{H}}$. Дефекты кристаллической решётки (примеси внедрения, вакансии и т. п.) приводят к рассеянию электронов. Если $\hat{\mathcal{V}}$ – спин-зависящий рассеивающий потенциал, создаваемый такими дефектами, то без существенных ограничений общности полный одноэлектронный гамильтониан $\hat{\mathcal{H}}_{\mathcal{V}}$, соответствующий конкретной конфигурации рассеивающего потенциала $\hat{\mathcal{V}}$, можно представить в виде $\hat{\mathcal{H}}_{\mathcal{V}} = \hat{\mathcal{H}} + \hat{\mathcal{V}}$.

Для описания ансамбля электронов, находящихся в смешанных квантовых состояниях, используется математический аппарат матрицы плотности. Наряду с термином «матрица плотности» употребляются также термины «оператор плотности», «статистический оператор».

Оператор плотности – это самосопряжённый оператор, действующий в гильбертовом пространстве электронных состояний, задание которого позволяет вычислить наблюдаемое среднее значение любой физической характеристики электрона, определяемой оператором $\hat{\mathcal{A}}$ путём применения операции следа к произведению оператора $\hat{\mathcal{A}}$ и оператора плотности. Статистический оператор $\hat{\rho}_v$ для электронов с гамильтонианом $\hat{\mathcal{H}}_v$ удовлетворяет уравнению вида

$$\frac{\partial}{\partial t} \hat{\rho}_v - \frac{1}{i\hbar} [\hat{\mathcal{H}}_v, \hat{\rho}_v] = 0, \quad (2.1)$$

которое называется квантовым уравнением Лиувилля или уравнением фон Неймана.

Статистический оператор $\hat{\rho}_v$ содержит всю возможную информацию о рассматриваемой квантовой системе для конкретной конфигурации рассеивателей, определяющей вид потенциала \hat{V} . Практически нас интересуют свойства системы не для конкретной конфигурации потенциала \hat{V} , а лишь свойства, усреднённые по различным конфигурациям рассеивающего потенциала. Операцию такого конфигурационного усреднения в этой главе будем обозначать чертой над соответствующей величиной. Введём в рассмотрение статистический оператор $\hat{\rho}$, получаемый путём усреднения оператора $\hat{\rho}_v$ по всем возможным конфигурациям рассеивателей: $\hat{\rho} = \overline{\hat{\rho}_v}$. Представляя $\hat{\rho}_v$ в виде $\hat{\rho}_v = \hat{\rho} + \Delta\hat{\rho}$ и подставляя это представление в уравнение (2.1), можно формально разрешить полученное уравнение относительно $\Delta\hat{\rho}$. Подвергая затем полученное уравнение конфигурационному усреднению и подставляя в полученное после усреднения уравнение найденное ранее формальное решение для $\Delta\hat{\rho}$, получим замкнутое уравнение для $\hat{\rho}$ в следующем общем виде:

$$\frac{\partial}{\partial t} \hat{\rho} - \frac{1}{i\hbar} [\hat{\mathcal{H}}, \hat{\rho}] + \hat{\mathcal{R}} = 0. \quad (2.2)$$

Уравнение (2.2) для $\hat{\rho}$, которое мы будем называть квантовым кинетическим уравнением, содержит член $\hat{\mathcal{R}}$, называемый интегралом столкновений, который описывает релаксацию оператора $\hat{\rho}$ к своему равновесному значению.

Далее мы будем применять формализм матрицы плотности для описания системы невзаимодействующих между собой электронов.

Вид матрицы плотности зависит от представления, в котором будут вычисляться матричные элементы оператора плотности. Используя в качестве базиса представления собственные векторы $|\mathbf{p}, \sigma\rangle$ гамильтониана кинетической энергии электрона $\hat{\mathcal{K}}_0$, статистический оператор $\hat{\rho}$ можно представить его матричными элементами $\langle \mathbf{p}, \sigma | \hat{\rho} | \mathbf{p}', \sigma' \rangle$. Собственные векторы $|\mathbf{p}, \sigma\rangle$ индицируются спиновым квантовым числом σ и квазиимпульсом \mathbf{p} . Собственные значения $\hat{\mathcal{K}}_0$ являются энергетическим спектром электрона $\varepsilon_{\mathbf{p}}$. Для того, чтобы максимально приблизить форму квантового описания электронной системы на языке матрицы плотности, удовлетворяющей уравнению фон Неймана, к классическому способу описания на языке функции распределения, удовлетворяющей классическому кинетическому уравнению Больцмана, мы будем использовать специальное представление матрицы плотности, которое было введено Вигнером [150].

Матрица плотности в Вигнеровском представлении, которую мы будем называть квантовой функцией распределения, может быть определена уравнением

$$f_{\sigma\sigma'}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \sum_{\mathbf{Q}} e^{i\mathbf{Q}\mathbf{r}/\hbar} \left\langle \mathbf{p} + \frac{\mathbf{Q}}{2}, \sigma \left| \hat{\rho} \right| \mathbf{p} - \frac{\mathbf{Q}}{2}, \sigma' \right\rangle. \quad (2.3)$$

Четыре матричных элемента $f_{\sigma\sigma'}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$, каждый из которых является функцией координаты \mathbf{r} , квазиимпульса \mathbf{p} и времени t , представляют оператор $\hat{f}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$, действующий только в спиновом пространстве. В дальнейшем изложении при записи интеграла столкновений, когда существенную роль будет играть зависимость квантовой функции распределения $\hat{f}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ от квазиимпульса \mathbf{p} , мы будем использовать для $\hat{f}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ более компактное обозначение $\hat{f}_{\mathbf{p}}$. Аналогично, матричные элементы интеграла столкновений $\langle \mathbf{p}, \sigma | \hat{\mathcal{R}} | \mathbf{p}', \sigma' \rangle$ представляют зависящий от квазиимпульса \mathbf{p} спиновый оператор $\hat{\mathcal{R}}_{\mathbf{p}}$, являющийся интегральным функционалом от $\hat{f}_{\mathbf{p}}$.

Квантовое кинетическое уравнение для $\hat{f}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ может быть получено последовательным образом из уравнения для одночастичного статистического оператора $\hat{\rho}$, удовлетворяющего уравнению (2.2). На этом этапе необходимо конкретизировать вид гамильтониана $\hat{\mathcal{K}}$ электрона в идеальном кристалле, помещённом в произвольное электромагнитное поле. Магнитная индукция \mathbf{B} и напряжённость электрического поля \mathbf{E} , зависящие от координат \mathbf{r} и времени t , выражаются через векторный потенциал \mathbf{A} и скалярный потенциал Φ поля соотношениями $\mathbf{B} = [\partial/\partial\mathbf{r} \times \mathbf{A}]$ и $\mathbf{E} = -\partial\Phi/\partial\mathbf{r} - (1/c)\partial\mathbf{A}/\partial t$. Полагая спектр электрона $\varepsilon_{\mathbf{p}}$ изотропным и

квадратичным, можно записать $\hat{\mathcal{H}}$ в виде $\hat{\mathcal{H}} = \hat{\mathcal{H}}_0 + \hat{\mathcal{H}}_s$, где $\hat{\mathcal{H}}_0 = \hat{\mathcal{H}}_0 + e\Phi = (\hat{\mathbf{p}} - e\mathbf{A}/c)^2/2m_e + e\Phi$ – оператор энергии частицы с зарядом e и эффективной массой m_e , движущейся в электромагнитном поле, характеризуемом потенциалами \mathbf{A} и Φ , где $\hat{\mathbf{p}}$ – оператор импульса электрона, а $\hat{\mathcal{H}}_s = \mu\mathbf{B} \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}$ – оператор энергии взаимодействия спинового магнитного момента электрона величины $\mu = g\mu_B/2$ с магнитным полем \mathbf{B} , где g – g-фактор электрона, μ_B – магнетон Бора, $\hat{\boldsymbol{\sigma}}$ – спиновые матрицы Паули. Подставляя в уравнение (2.2) выражение для гамильтониана $\hat{\mathcal{H}}$ в виде $\hat{\mathcal{H}} = \hat{\mathcal{H}}_0 + \hat{\mathcal{H}}_s$ и используя операторное тождество

$$[\mathbf{B} \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}, \hat{\rho}] = \frac{1}{2} \{ \hat{\boldsymbol{\sigma}}, [\mathbf{B}, \hat{\rho}] \} + \frac{1}{2} \{ [\hat{\boldsymbol{\sigma}}, \hat{\rho}], \mathbf{B} \}, \quad (2.4)$$

где $[\hat{a}, \hat{b}] = \hat{a}\hat{b} - \hat{b}\hat{a}$ – коммутатор операторов \hat{a} и \hat{b} , $\{\hat{a}, \hat{b}\} = \hat{a}\hat{b} + \hat{b}\hat{a}$ – антикоммутатор операторов \hat{a} и \hat{b} , представим уравнение для оператора $\hat{\rho}$ в виде:

$$\frac{\partial}{\partial t} \hat{\rho} - \frac{1}{i\hbar} [\hat{\mathcal{H}}_0, \hat{\rho}] - \frac{\mu}{2} \left\{ \hat{\boldsymbol{\sigma}}, \frac{1}{i\hbar} [\mathbf{B}, \hat{\rho}] \right\} - \frac{\mu}{2i\hbar} \{ [\hat{\boldsymbol{\sigma}}, \hat{\rho}], \mathbf{B} \} + \hat{\mathcal{R}} = 0. \quad (2.5)$$

Физический смысл представления уравнения для $\hat{\rho}$ в виде (2.5) состоит в том, что в уравнении (2.5) мы выделили в явном виде члены, которые выражаются через так называемые квантовые скобки Пуассона для двух пар операторов: пары $\hat{\mathcal{H}}_0$ и $\hat{\rho}$, и пары \mathbf{B} и $\hat{\rho}$. Квантовая скобка Пуассона для пары операторов $\hat{\mathcal{H}}_0$ и $\hat{\rho}$ записывается как $-[\hat{\mathcal{H}}_0, \hat{\rho}]/i\hbar$, а для пары $\hat{\rho}$ и \mathbf{B} – как $-[\mathbf{B}, \hat{\rho}]/i\hbar$. Существенного упрощения вида квантового кинетического уравнения удаётся добиться, если использовать для описания орбитального движения электронов проводимости квазиклассическое приближение. Переход к квазиклассическому описанию орбитального движения электронов возможен в тех случаях, когда длина волны де Бройля электронов проводимости мала по сравнению со всеми другими характеристиками электронной системы размерности длины: длиной свободного пробега электронов, их спин-диффузионной длиной, глубиной скин-слоя и другими величинами, характеризующими квазиклассическую картину электронной системы.

Считая это условие выполненным, перейдём в уравнении (2.5) к квазиклассическому пределу. Хорошо известно, что такой переход применительно к уравнению движения для матрицы плотности может быть реализован путём замены квантовых скобок Пуассона на скобки Пуассона «классические». Для пары произвольных операторов \hat{U} и \hat{V} , соответствующих классическим величинам $U(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ и $V(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$, квантовой скобке Пуассона $-[\hat{U}, \hat{V}]/i\hbar$ в

классической механике соответствует «классическая» скобка Пуассона $(\partial U/\partial \mathbf{p} \cdot \partial V/\partial \mathbf{r} - \partial U/\partial \mathbf{r} \cdot \partial V/\partial \mathbf{p})$. Следовательно, квантовая скобка Пуассона $-\left[\hat{\mathcal{H}}_0, \hat{\rho}\right]/i\hbar$ после перехода к квазиклассическому описанию орбитального движения электрона примет вид $\mathbf{v} \cdot \hat{\partial}f/\partial \mathbf{r} + \mathbf{F}_0 \cdot \hat{\partial}f/\partial \mathbf{p}$, где $\mathbf{v} = (\partial/\partial \mathbf{p})\varepsilon_p$ – скорость электрона и $\mathbf{F}_0 = e\{\mathbf{E} + [\mathbf{v} \times \mathbf{B}]/c\}$ – классическая сила Лоренца, действующая на частицу с электрическим зарядом e , движущуюся со скоростью \mathbf{v} .

Квантовая скобка Пуассона $-\left[\mathbf{B}, \hat{\rho}\right]/i\hbar$ после перехода к квазиклассическому описанию орбитального движения электрона примет вид $-\partial \mathbf{B}/\partial r_i \cdot \hat{\partial}f/\partial p_i$. Тогда третий член левой части уравнения (2.5) в квазиклассическом пределе по переменным \mathbf{r} и \mathbf{p} принимает вид $\{\hat{\mathbf{F}}_s, \hat{\partial}f/\partial \mathbf{p}\}/2$, где $\hat{\mathbf{F}}_s = -\mu \partial(\hat{\boldsymbol{\sigma}} \cdot \mathbf{B})/\partial \mathbf{r}$ – оператор спин-движущей силы неоднородного магнитного поля. Четвёртый член левой части уравнения при классическом описании орбитального движения принимает вид $i\mu \mathbf{B} \cdot [\hat{\boldsymbol{\sigma}}, \hat{\rho}]/\hbar$.

В итоге для квантовой функции распределения $\hat{f}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ в предположении о возможности квазиклассического описания орбитального движения электронов получаем квантовое кинетическое уравнение [151, 152] следующего вида:

$$\frac{\partial}{\partial t} \hat{f} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \hat{f} + \frac{1}{2} \left\{ e\mathbf{E} + \frac{e}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}] - \mu \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} (\hat{\boldsymbol{\sigma}} \cdot \mathbf{B}), \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \hat{f} \right\} + \mu \frac{i}{\hbar} \mathbf{B} \cdot [\hat{\boldsymbol{\sigma}}, \hat{f}] + \hat{\mathcal{R}}_p = 0. \quad (2.6)$$

Последний член $\hat{\mathcal{R}}_p$ в левой части уравнения (2.6), называемый интегралом столкновений, описывает релаксацию квантовой функции распределения \hat{f} к своему мгновенному локально-равновесному значению \hat{f}_L и выражается через отклонение $\delta \hat{f} = \hat{f} - \hat{f}_L$.

2.2 Электронная и спиновая плотности. Плотности электронного и спинового токов

Оператор плотности $\hat{\rho}$ позволяет вычислить наблюдаемое среднее значение A любой физической характеристики электрона, определяемой оператором \hat{A} , согласно правилу:

$$A = \text{Tr} \hat{A} \hat{\rho}, \quad (2.7)$$

где $\text{Tr} \hat{A}$ – означает операцию взятия следа (шпура) матрицы \hat{A} .

Далее нас будут интересовать средние наблюдаемые оператора электронной плотности

$$\hat{n}(\mathbf{r}) = \delta(\hat{\mathbf{r}} - \mathbf{r}), \quad (2.8)$$

оператора плотности электронного тока

$$\hat{\mathbf{i}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} \{ \hat{\mathbf{v}}, \delta(\hat{\mathbf{r}} - \mathbf{r}) \}, \quad (2.9)$$

оператора спиновой плотности

$$\hat{\mathbf{s}}(\mathbf{r}) = \delta(\hat{\mathbf{r}} - \mathbf{r}) \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}, \quad (2.10)$$

и оператора плотности спинового тока

$$\hat{\mathbf{j}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} \{ \hat{\mathbf{v}}, \delta(\hat{\mathbf{r}} - \mathbf{r}) \} \otimes \hat{\boldsymbol{\sigma}}. \quad (2.11)$$

В формулах (2.8)-(2.11) функция $\delta(\mathbf{r})$ – это дельта-функция Дирака, $\hat{\mathbf{v}} = \hat{\mathbf{p}}/m_e$ – оператор скорости электрона, $\hat{\mathbf{r}}$ – оператор координаты электрона, \otimes – знак тензорного произведения.

В соответствии с правилом (2.7), вычисление средних по ансамблю величин электронной плотности $N(\mathbf{r}, t)$, плотности электронного тока $\mathbf{I}(\mathbf{r}, t)$, спиновой плотности $\mathbf{S}(\mathbf{r}, t)$ и плотности спинового тока $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$ для системы невзаимодействующих электронов, описываемой оператором $\hat{\rho}$, проводится согласно следующим определениям:

$$N(\mathbf{r}, t) = \text{Tr} \hat{n}(\mathbf{r}) \hat{\rho}, \quad (2.12)$$

$$\mathbf{I}(\mathbf{r}, t) = \text{Tr} \hat{\mathbf{i}}(\mathbf{r}) \hat{\rho}, \quad (2.13)$$

$$\mathbf{S}(\mathbf{r}, t) = \text{Tr} \hat{\mathbf{s}}(\mathbf{r}) \hat{\rho}, \quad (2.14)$$

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = \text{Tr} \hat{\mathbf{j}}(\mathbf{r}) \hat{\rho}. \quad (2.15)$$

Квантовая функция распределения $\hat{f}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$, представляемая спиновой матрицей $f_{\sigma\sigma'}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$, может быть записана без каких-либо ограничений общности как разложение по матрицам Паули $\hat{\boldsymbol{\sigma}}$ вида

$$\hat{f}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \frac{1}{2} n(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) + \frac{1}{2} \mathbf{s}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}. \quad (2.16)$$

Вновь введённые функции $n(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ и $\mathbf{s}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ определяются соотношениями:

$$n(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \text{Tr} \hat{f}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t), \quad (2.17)$$

$$\mathbf{s}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \text{Tr} \hat{\boldsymbol{\sigma}} \hat{f}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t). \quad (2.18)$$

Функция $n(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$, определенная уравнением (2.17), имеет смысл функции распределения электронной плотности в импульсном пространстве. Введённая определением (2.18) функция $\mathbf{s}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ по аналогии с $n(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ может быть названа функцией распределения спиновой плотности. При записи интегралов столкновений для функций распределения $n(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ и $\mathbf{s}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ будем использовать компактные обозначения $n_{\mathbf{p}}$ и $\mathbf{s}_{\mathbf{p}}$.

Возьмём след от уравнения (2.6) и выполним ту же операцию после умножения уравнения (2.6) на $\hat{\sigma}$, в результате получим систему связанных кинетических уравнений для функций распределения электронной плотности $n(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ и спиновой плотности $\mathbf{s}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ электронов:

$$\frac{\partial}{\partial t} n + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} n + \left\{ e\mathbf{E} + \frac{e}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}] \right\} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} n - \mu \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} s_i \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} B_i + R_p = 0, \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{s} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \mathbf{s} + \left\{ e\mathbf{E} + \frac{e}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}] \right\} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \mathbf{s} - \mu \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} n \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \mathbf{B} + \frac{2\mu}{\hbar} [\mathbf{s} \times \mathbf{B}] + \mathbf{R}_p = 0, \quad (2.20)$$

где интегралы столкновений R_p и \mathbf{R}_p определены как $R_p = \text{Tr} \hat{\mathcal{R}}_p$ и $\mathbf{R}_p = \text{Tr} \hat{\sigma} \hat{\mathcal{R}}_p$.

Введённые нами функции распределения электронной плотности $n(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ и спиновой плотности $\mathbf{s}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ электронов, удовлетворяющие уравнениям (2.19) и (2.20), позволяют представить приведённые выше определения в простом виде:

$$N(\mathbf{r}, t) = \sum_{\mathbf{p}} n(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t), \quad (2.21)$$

$$\mathbf{I}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\mathbf{p}} \mathbf{v} n(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t), \quad (2.22)$$

$$\mathbf{S}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\mathbf{p}} \mathbf{s}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t), \quad (2.23)$$

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\mathbf{p}} \mathbf{v} \otimes \mathbf{s}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t). \quad (2.24)$$

Суммирование в формулах (2.21)-(2.24) ведётся по всем допустимым значениям электронных квазиимпульсов \mathbf{p} .

Сделаем некоторые дополнительные замечания о смысле введённых нами величин. Произведение $eN(\mathbf{r}, t)$, где $e = -|e|$ – заряд электрона, даёт нам плотность электрического заряда электронов проводимости в кристалле, тогда как $e\mathbf{I}(\mathbf{r}, t)$ суть плотность электрического тока. Произведение $(\hbar/2)\mathbf{S}(\mathbf{r}, t)$ даёт вектор плотности спинового момента электронов, тогда как $(\hbar/2)\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$ суть тензор плотности потока спинового момента электронов. Заметим также, что введённая нами спиновая плотность $\mathbf{S}(\mathbf{r}, t)$ имеет ту же самую размерность, что и электронная плотность $N(\mathbf{r}, t)$. Аналогично, одинаковую размерность имеют плотность потока электронов $\mathbf{I}(\mathbf{r}, t)$ и плотность спинового тока $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$.

2.3 Тензор спинового тока

Отдельных пояснений требует понятие плотности спинового тока \mathbf{J} , введённое уравнением (2.24). Тензор спинового тока в конкретном базисе ортогональных единичных векторов $\{\mathbf{e}_i\}$, $i = x, y, z$, может быть представлен как $\mathbf{J} = J_{ij} \mathbf{e}_i \otimes \mathbf{e}_j$, где J_{ij} – координаты тензора плотности спинового тока. Иногда вместо тензора \mathbf{J} удобно использовать его проекции на орты $\{\mathbf{e}_i\}$. Этими проекциями могут быть либо три вектора $\mathbf{P}_i = \mathbf{e}_i \cdot \mathbf{J}$, либо тройка векторов $\mathbf{Q}_i = \mathbf{J} \cdot \mathbf{e}_i$. В матричном представлении $\mathbf{P}_i = J_{ij} \mathbf{e}_j$ и $\mathbf{Q}_j = J_{ij} \mathbf{e}_i$. Последние равенства показывают, что векторы \mathbf{P}_i – это вектор-строки, а векторы \mathbf{Q}_j – это вектор-столбцы матрицы J_{ij} , представляющей тензор \mathbf{J} . Вектор \mathbf{P}_i по смыслу своего определения может быть назван вектором поляризации спинового тока, текущего в направлении i . Вектор \mathbf{Q}_i характеризует направление, в котором течёт компонента спиновой плотности S_i , и может быть назван вектором потока i -той компоненты спиновой плотности. Таким образом, мы получаем два альтернативных представления тензора спинового тока:

$$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} J_{xx} & J_{xy} & J_{xz} \\ J_{yx} & J_{yy} & J_{yz} \\ J_{zx} & J_{zy} & J_{zz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (J_{xx} & J_{xy} & J_{xz}) \\ (J_{yx} & J_{yy} & J_{yz}) \\ (J_{zx} & J_{zy} & J_{zz}) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{P}_x \\ \mathbf{P}_y \\ \mathbf{P}_z \end{bmatrix}, \quad (2.25)$$

$$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} J_{xx} & J_{xy} & J_{xz} \\ J_{yx} & J_{yy} & J_{yz} \\ J_{zx} & J_{zy} & J_{zz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \begin{pmatrix} J_{xx} \\ J_{yx} \\ J_{zx} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_{xy} \\ J_{yy} \\ J_{zy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_{xz} \\ J_{yz} \\ J_{zz} \end{pmatrix} \end{bmatrix} = [\mathbf{Q}_x \quad \mathbf{Q}_y \quad \mathbf{Q}_z]. \quad (2.26)$$

Иллюстрация представления произвольного тензора спинового тока \mathbf{J} на языке векторов \mathbf{P}_i и \mathbf{Q}_i дана на Рисунке 2.1.

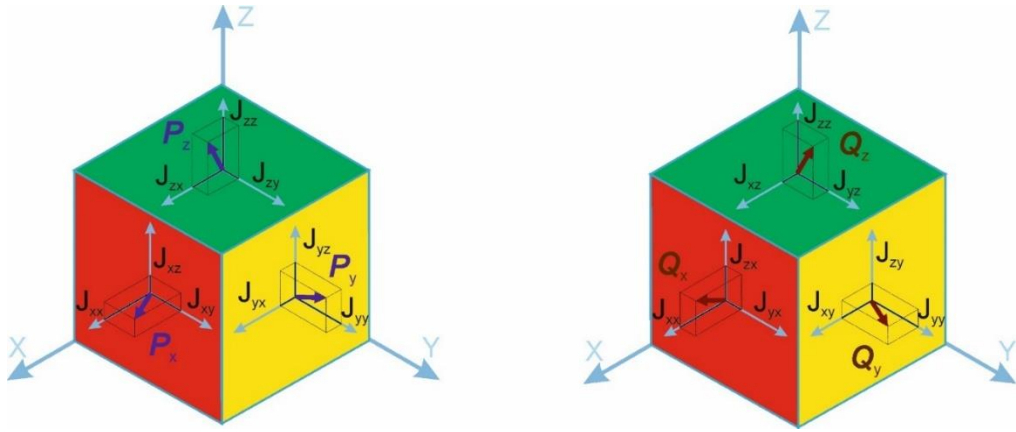


Рисунок 2.1 – Иллюстрация представления произвольного тензора спинного тока с компонентами J_{ij} на языке векторов поляризаций спинного тока \mathbf{P}_i и векторов потоков компонент спиновой плотности \mathbf{Q}_i

На Рисунке 2.2. приведены \mathbf{P} - и \mathbf{Q} -представления тензора спинного тока \mathbf{J} для случая, когда отличны от нуля только три компонента одной z -строки матрицы J_{ij} . В этом случае среди всех векторов \mathbf{P}_i отличен от нуля только один вектор поляризации тока \mathbf{P}_z , который может иметь произвольное направление, а все три вектора \mathbf{Q}_i направлены вдоль одной оси z .

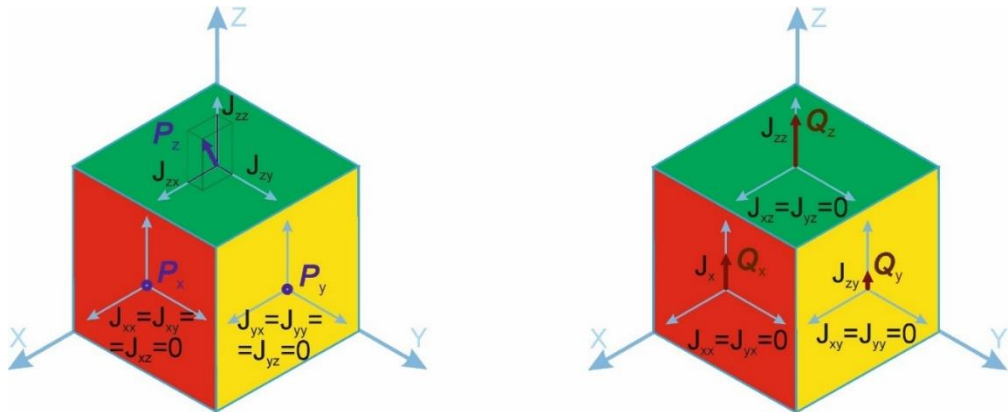


Рисунок 2.2 – Иллюстрация \mathbf{P} - и \mathbf{Q} -представлений тензора спинного тока, у которого отличны от нуля только компоненты одной z -строки

2.4 Интеграл столкновений квантового кинетического уравнения

Дальнейшее рассмотрение требует конкретизации вида интегралов столкновений R_p и \mathbf{R}_p . Можно показать, что спиновый оператор интеграла столкновений $\hat{\mathcal{R}}_p$ в квазиклассическом

пределе, при условии пренебрежения влиянием внешних полей на процессы рассеяния, может быть записан в следующем виде:

$$\hat{\mathcal{R}}_{\mathbf{p}} = \frac{i}{\hbar} \left\{ \overline{\hat{\mathcal{F}}_{\mathbf{p}\mathbf{p}}(\varepsilon_{\mathbf{p}})} \delta \hat{f}_{\mathbf{p}} - \delta \hat{f}_{\mathbf{p}} \overline{\hat{\mathcal{F}}_{\mathbf{p}\mathbf{p}}^{\dagger}(\varepsilon_{\mathbf{p}})} \right\} - \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\mathbf{p}'} \overline{\hat{\mathcal{F}}_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}(\varepsilon_{\mathbf{p}})} \delta \hat{f}_{\mathbf{p}'} \hat{\mathcal{F}}_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^{\dagger}(\varepsilon_{\mathbf{p}'}) \delta(\varepsilon_{\mathbf{p}} - \varepsilon_{\mathbf{p}'}). \quad (2.27)$$

Здесь $\delta \hat{f}_{\mathbf{p}} \equiv \delta \hat{f}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$, а $\hat{\mathcal{F}}_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}(E) \equiv \langle \mathbf{p} | \hat{\mathcal{F}} | \mathbf{p}' \rangle$ – матричные элементы оператора амплитуды рассеяния $\hat{\mathcal{F}}$ на векторах состояний $|\mathbf{p}\rangle$. Первое слагаемое в (2.27), выражающееся через $\delta \hat{f}_{\mathbf{p}}$, – это так называемый «уходный» член интеграла столкновений, описывающий переход (уход) электрона из состояния \mathbf{p} во все возможные состояния \mathbf{p}' при рассеянии на потенциале $\hat{\mathcal{V}}$. Второе слагаемое в (2.27) выражается через сумму по \mathbf{p}' от слагаемых, содержащих $\delta \hat{f}_{\mathbf{p}'}$, – это так называемый «приходный» член интеграла столкновений, описывающий приход электронов в состояние \mathbf{p} при рассеянии из всех других состояний \mathbf{p}' . Черта над всеми различными комбинациями матричных элементов операторов рассеяния $\hat{\mathcal{F}}$ в (2.27) означает операцию усреднения по различным конфигурациям рассеивающего потенциала. В дальнейшем изложении мы будем подразумевать, что эта операция всегда выполняется «по умолчанию» и поэтому знак усреднения для простоты записи ниже будем опускать.

Оператор амплитуды рассеяния $\hat{\mathcal{F}}(E)$ находится как решение уравнения Липпмана-Швингера

$$\hat{\mathcal{F}} = \hat{\mathcal{V}} + \hat{\mathcal{V}} (E - \hat{\mathcal{K}}_0)^{-1} \hat{\mathcal{F}}. \quad (2.28)$$

Оператор рассеивающего потенциала $\hat{\mathcal{V}}$ с учётом спин-орбитального взаимодействия может быть представлен в виде:

$$\hat{\mathcal{V}} = \mathcal{U} + \frac{\hbar}{4m_e^2 c^2} \hat{\mathbf{g}} \cdot \left[\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} V \times \hat{\mathbf{p}} \right], \quad (2.29)$$

где \mathcal{U} – рассеивающий потенциал, создаваемый любыми статическими дефектами кристаллической решётки рассматриваемого нами проводника.

Некоторые важные данные о структуре оператора $\hat{\mathcal{F}}$ можно получить путём анализа свойств симметрии взаимодействия $\hat{\mathcal{V}}$, поскольку амплитуду рассеяния можно представить в виде матричного элемента оператора рассеяния, а свойства симметрии оператора $\hat{\mathcal{F}}$ совпадают со свойствами симметрии гамильтониана системы. Мы ограничимся рассмотрением случая, когда рассеиватели электронов, формирующие потенциал $\hat{\mathcal{V}}$ и определяющие вид оператора амплитуды рассеяния $\hat{\mathcal{V}}$, не обладают собственным спином. Гамильтониан рассматриваемой системы предполагаем инвариантным относительно произвольных поворотов и

пространственной инверсии. Следовательно, и оператор амплитуды рассеяния должен быть инвариантен относительно этих преобразований. Опираясь на эти фундаментальные свойства оператора $\hat{\mathcal{F}}$, найдём его общий вид для спин-орбитального рассеяния.

Рассмотрим свойства матричных элементов $\hat{\mathcal{F}}_{pp'}$. Поскольку $\hat{\mathcal{F}}$ является оператором в пространстве и орбитальных, и спиновых функций, то матричные элементы $\hat{\mathcal{F}}_{pp'}$ можно рассматривать как оператор только в пространстве спиновых переменных. Этот спиновый оператор всегда можно представить в виде линейной комбинации матриц Паули $\hat{\boldsymbol{\sigma}}$ и единичного оператора:

$$\hat{\mathcal{F}}_{pp'} = \mathcal{A} + \mathbf{C} \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}. \quad (2.30)$$

В разложении (2.30) величины \mathcal{A} и \mathbf{C} являются комплексно-значными функциями квазиимпульсов \mathbf{p} и \mathbf{p}' . Оператор амплитуды рассеяния $\hat{\mathcal{F}}$ будет инвариантом произвольного поворота и инверсии только в том случае, если величина \mathcal{A} будет скаляром, а величина \mathbf{C} – некоторым псевдовектором. Введём в рассмотрение три единичных вектора:

$$\mathbf{c} = \frac{\mathbf{p} \times \mathbf{p}'}{|\mathbf{p} \times \mathbf{p}'|}, \quad \mathbf{c}_+ = \frac{\mathbf{p} + \mathbf{p}'}{|\mathbf{p} + \mathbf{p}'|}, \quad \mathbf{c}_- = \frac{\mathbf{p} - \mathbf{p}'}{|\mathbf{p} - \mathbf{p}'|}. \quad (2.31)$$

Векторы \mathbf{c} , \mathbf{c}_+ и \mathbf{c}_- попарно ортогональны и поэтому могут быть взяты в качестве базиса трёхмерного пространства. Тогда вектор \mathbf{C} можно представить в виде разложения $\mathbf{C} = C\mathbf{c} + C_+\mathbf{c}_+ + C_-\mathbf{c}_-$, где C , C_+ , C_- – некоторые скалярные или псевдоскалярные функции \mathbf{p} и \mathbf{p}' . При инверсии векторы \mathbf{p} и \mathbf{p}' изменяют знак, а поэтому изменяют знак также векторы \mathbf{c}_+ и \mathbf{c}_- . Поэтому из инвариантности оператора $\hat{\mathcal{F}}$ относительно пространственной инверсии следует, что $C_+ = C_- = 0$, а зависящие от \mathbf{p} и \mathbf{p}' величины \mathcal{A} и C – скаляры. Эти функции зависят от \mathbf{p} и \mathbf{p}' только через их скалярное произведение $\mathbf{p} \cdot \mathbf{p}'$. В силу выполнения при упругом рассеянии условия $|\mathbf{p}| = |\mathbf{p}'|$ величины \mathcal{A} и C являются функциями угла θ_{SA} между векторами \mathbf{p} и \mathbf{p}' , который называется углом рассеяния: $\mathcal{A} = \mathcal{A}(\theta_{SA})$, $C = C(\theta_{SA})$, причём $C(0) = 0$. Явный вид функций $\mathcal{A}(\theta_{SA})$ и $C(\theta_{SA})$ определяется спецификой потенциального взаимодействия $V(\mathbf{r})$ и для дальнейшего рассмотрения не является существенным.

Таким образом, оператор амплитуды рассеяния имеет следующий общий вид:

$$\hat{\mathcal{F}}_{pp'} = \mathcal{A}(\theta_{SA}) + C(\theta_{SA})(\mathbf{c} \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}), \quad (2.32)$$

где \mathbf{c} – единичный вектор нормали к плоскости рассеяния, определяемый первым из выражений (2.31).

Подставив в (2.27) представления для $\hat{\delta f}$ и $\hat{\mathcal{F}}$ в виде $\hat{\delta f} = (\delta n + \delta \mathbf{s} \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}})/2$ и $\hat{\mathcal{F}}_{\mathbf{p}\mathbf{p}'} = \mathcal{Q}_{\mathbf{p}\mathbf{p}'} + C_{\mathbf{p}\mathbf{p}'} \mathbf{c}_{\mathbf{p}\mathbf{p}'} \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}$ соответственно, где $\mathbf{c}_{\mathbf{p}\mathbf{p}'} \equiv \mathbf{c}$, δn отклонение функции n от её равновесного значения, $\delta \mathbf{s}$ отклонение функции \mathbf{s} от её локально-равновесного значения, после выполнения всех операций со спиновыми операторами получаем интегралы столкновений в виде:

$$R_{\mathbf{p}} = v_{\mathbf{p}} \delta n_{\mathbf{p}} - \sum_{\mathbf{p}'} \left(W_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^{(\text{nsf})} + W_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^{(\text{sf})} \right) \delta n_{\mathbf{p}'} - 2 \sum_{\mathbf{p}'} \text{Re} W_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^{(\text{as})} \left(\mathbf{c}_{\mathbf{p}\mathbf{p}'} \cdot \delta \mathbf{s}_{\mathbf{p}'} \right), \quad (2.33)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{R}_{\mathbf{p}} = v_{\mathbf{p}} \delta \mathbf{s}_{\mathbf{p}} - \sum_{\mathbf{p}'} \left\{ \left(W_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^{(\text{nsf})} - W_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^{(\text{sf})} \right) \delta \mathbf{s}_{\mathbf{p}'} + 2 W_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^{(\text{sf})} \mathbf{c}_{\mathbf{p}\mathbf{p}'} \left(\mathbf{c}_{\mathbf{p}\mathbf{p}'} \cdot \delta \mathbf{s}_{\mathbf{p}'} \right) + 2 \text{Im} W_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^{(\text{as})} \left[\mathbf{c}_{\mathbf{p}\mathbf{p}'} \times \delta \mathbf{s}_{\mathbf{p}'} \right] \right\} - \\ - \sum_{\mathbf{p}'} 2 \text{Re} W_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^{(\text{as})} \mathbf{c}_{\mathbf{p}\mathbf{p}'} \delta n_{\mathbf{p}'}. \end{aligned} \quad (2.34)$$

Для записи интегралов столкновений в форме (2.33)-(2.34) мы ввели следующие обозначения для фигурирующих в них величин:

$$v_{\mathbf{p}} = -\frac{2}{\hbar} \text{Im} \mathcal{Q}_{\mathbf{p}\mathbf{p}}, \quad (2.35)$$

$$W_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^{(\text{nsf})} = \frac{2\pi}{\hbar} |\mathcal{Q}_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}|^2 \delta(\varepsilon_{\mathbf{p}} - \varepsilon_{\mathbf{p}'}), \quad (2.36)$$

$$W_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^{(\text{sf})} = \frac{2\pi}{\hbar} |C_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}|^2 \delta(\varepsilon_{\mathbf{p}} - \varepsilon_{\mathbf{p}'}), \quad (2.37)$$

$$W_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^{(\text{as})} = \frac{2\pi}{\hbar} \mathcal{Q}_{\mathbf{p}\mathbf{p}'} C_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^* \delta(\varepsilon_{\mathbf{p}} - \varepsilon_{\mathbf{p}'}). \quad (2.38)$$

Величина $v_{\mathbf{p}}$, определяемая выражением (2.35), имеет смысл частоты процессов рассеяния электрона из состояния с квазиимпульсом \mathbf{p} во все возможные спиновые состояния, включая как процессы без изменения спинового состояния, так и процессы рассеяния с переворотом спина. Величина $W_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^{(\text{nsf})}$ имеет смысл дифференциальной вероятности рассеяния электрона из состояния с квазиимпульсом \mathbf{p}' в состояние с квазиимпульсом \mathbf{p} за единицу времени *без переворота спина* (non-spin-flip), тогда как $W_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^{(\text{sf})}$ – это дифференциальная вероятность рассеяния *с переворотом спина* (spin-flip) за единицу времени. Величина $W_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^{(\text{as})}$ характеризует асимметричное, так называемое «косое» (askew) спиновое рассеяние, является комплексной функцией квазиимпульсов электрона до и после рассеяния и поэтому не имеет простого смысла вероятности какого-либо процесса.

Для записи интегралов столкновений в форме (2.33)-(2.34) было учтено, что определяющие оператор $\hat{\mathcal{F}}$ величины \mathcal{Q} и C связаны следующим соотношением, которое в теории рассеяния известно как «оптическая теорема»:

$$-\frac{2}{\hbar} \text{Im} \mathcal{Q}_{pp} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{p'} \left(|\mathcal{Q}_{pp'}|^2 + |C_{pp'}|^2 \right) \delta(\varepsilon_p - \varepsilon_{p'}). \quad (2.39)$$

Из уравнения (2.39) получаем соотношение, связывающее частоту рассеяния ν_p и дифференциальные вероятности рассеяния $W_{pp'}^{(nsf)}$ и $W_{pp'}^{(sf)}$:

$$\nu_p = \sum_{p'} \left[W_{pp'}^{(nsf)} + W_{pp'}^{(sf)} \right]. \quad (2.40)$$

2.5 Уравнения движения для плотностей и потоков

Кинетические уравнения в виде (2.19), (2.20) применимы для описания спинового транспорта в условиях, когда длина свободного пробега электронов проводимости сравнима или даже превышает характерный масштаб изменения магнитного и электрического полей, а также характерный линейный размер образца. В другом предельном случае, когда длина свободного пробега электронов является самым малым параметром системы размерности длины, проблема описания спиновой кинетики значительно упрощается. В этом случае описание кинетики на языке функций распределения может быть заменено на гораздо более простое описание на языке плотностей и потоков. Такое описание может быть обозначено термином «сокращённое». Используя систему уравнений (2.19), (2.20) для функций распределения, ниже мы получим систему связанных уравнений движения для плотностей $N(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{S}(\mathbf{r}, t)$ и потоков $\mathbf{I}(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$.

В отсутствие внешних полей система находится в состоянии термодинамического равновесия и описывается статистическим оператором $\hat{f}_0 = F(\varepsilon_p - \zeta_0)$, где $F(\varepsilon) = 1/(\exp(\varepsilon/k_B T) + 1)$ – функция Ферми, ζ_0 – химический потенциал, определяемый из условия $\sum_p \text{Tr} F(\varepsilon_p - \zeta_0) = N_0$, в котором N_0 – равновесная плотность электронов проводимости, полагаемая нами величиной, не зависящей от координат \mathbf{r} .

Определим мгновенное локально-равновесное значение квантовой функции распределения для системы, помещённой в магнитное поле \mathbf{B} , как оператор $\hat{f}_L = F(\varepsilon_p + \mu \hat{\boldsymbol{\sigma}} \cdot \mathbf{B} - \zeta)$. Здесь и далее мы ограничимся случаем, когда $|\mathbf{B}| = \text{const}$. Здесь ζ – локальный химический потенциал, определяемый из условия $\sum_p \text{Tr} F(\varepsilon_p + \mu \hat{\boldsymbol{\sigma}} \cdot \mathbf{B} - \zeta) = N$. Предполагая, что энергия спинового расщепления μB и изменения химпотенциала $(\zeta - \zeta_0)$ малы

по сравнению с ζ_0 , мы можем записать \hat{f}_L в линейном приближении по величине внешних полей как

$$\hat{f}_L = F(\varepsilon_{\mathbf{p}} - \zeta_0) + F'(\varepsilon_{\mathbf{p}} - \zeta_0) [\mu \hat{\boldsymbol{\sigma}} \cdot \mathbf{B} - (\zeta - \zeta_0)], \quad (2.41)$$

где $F'(\varepsilon)$ – производная функции Ферми $F(\varepsilon)$ по энергии ε . Ниже для упрощения записи мы будем использовать обозначения $F(\varepsilon_{\mathbf{p}} - \zeta_0) \equiv F_0$ и $F'(\varepsilon_{\mathbf{p}} - \zeta_0) \equiv F'_0$.

Из (2.41) следует, что отклонение локально-равновесной функции распределения $n_L(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ от равновесного значения $n_0 = 2F_0$ и локальное изменение химпотенциала $\zeta - \zeta_0$ связаны соотношением $n_L - n_0 = -2(\zeta - \zeta_0)F'_0$. Суммируя это соотношение по \mathbf{p} , получаем, что отклонение n_L от n_0 и отклонение локальной электронной плотности N от N_0 связаны соотношением:

$$n_L(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) - n_0 = (F'_0 / \sum_{\mathbf{p}} F'_0) [N(\mathbf{r}, t) - N_0]. \quad (2.42)$$

Из (2.41) также следует, что локально-равновесная спиновая функция распределения $\mathbf{s}_L(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ и магнитное поле \mathbf{B} связаны соотношением $\mathbf{s}_L(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = 2\mu F'_0 \mathbf{B}$. Суммируя $\mathbf{s}_L(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ по \mathbf{p} , получаем, что локально-равновесная спиновая плотность $\mathbf{S}_L(\mathbf{r}, t) = 2\mu \sum_{\mathbf{p}} F'_0 \mathbf{B}$. Локально-равновесная функция распределения $\mathbf{s}_L(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ может быть выражена в терминах спиновой плотности $\mathbf{S}_L(\mathbf{r}, t)$ соотношением

$$\mathbf{s}_L(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = (F'_0 / \sum_{\mathbf{p}} F'_0) \mathbf{S}_L(\mathbf{r}, t). \quad (2.43)$$

Сокращённое описание системы в терминах плотностей и потоков вместо функций распределения предполагает возможность непосредственной записи функций распределения через плотности и потоки. Мы постулируем, что «сокращённое» представление \hat{f}_R оператора \hat{f} имеет вид $\hat{f}_R = F(\varepsilon_{\mathbf{p}-\hat{\boldsymbol{\pi}}} + \mu \hat{\boldsymbol{\sigma}} \cdot \mathbf{B} - \hat{\zeta})$. В этом определении оператор $\hat{\zeta}$ описывает спин-зависящие изменения химпотенциала, обусловленные изменением в пространстве и времени плотностей $N(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{S}(\mathbf{r}, t)$, тогда как векторный оператор $\hat{\boldsymbol{\pi}}$ определяет локальный сдвиг квантовой функции распределения в импульсном пространстве, обусловленный потоками $\mathbf{I}(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$.

В линейном по внешним полям приближении получаем следующее представление для \hat{f}_R :

$$\hat{f}_R = F_0 + F'_0 (\mu \hat{\boldsymbol{\sigma}} \cdot \mathbf{B} - (\hat{\zeta} - \zeta_0) - \mathbf{v} \cdot \hat{\boldsymbol{\pi}}). \quad (2.44)$$

Операторы $\hat{\zeta}$ и $\hat{\boldsymbol{\pi}}$ определяем из уравнений

$$N = \sum_{\mathbf{p}} \text{Tr} \hat{f}_R, \quad \mathbf{S} = \sum_{\mathbf{p}} \text{Tr} \hat{\sigma} \hat{f}_R, \quad \mathbf{I} = \sum_{\mathbf{p}} \text{Tr} \mathbf{v} \hat{f}_R, \quad \mathbf{J} = \sum_{\mathbf{p}} \text{Tr} \mathbf{v} \otimes \hat{\sigma} \hat{f}_R, \quad (2.45)$$

после чего получаем искомое представление для \hat{f}_R :

$$\hat{f}_R = \frac{1}{2} n_R + \frac{1}{2} \mathbf{s}_R \cdot \hat{\sigma}, \quad (2.46)$$

$$n_R = 2F_0 + \left(F_0' / \sum_{\mathbf{p}} F_0' \right) (N - N_0 + \mathbf{v} \cdot \mathbf{I} / v_0^2), \quad (2.47)$$

$$\mathbf{s}_R = \left(F_0' / \sum_{\mathbf{p}} F_0' \right) (\mathbf{S} + \mathbf{v} \cdot \mathbf{J} / v_0^2), \quad (2.48)$$

где

$$v_0 = \left(\frac{1}{3} \frac{\sum_{\mathbf{p}} \mathbf{v}^2 F_0'}{\sum_{\mathbf{p}} F_0'} \right)^{1/2}. \quad (2.49)$$

Скорость v_0 – это среднеквадратичное по квазиимпульсам значение любой из компонент скорости электрона вблизи изоэнергетической поверхности $\varepsilon_{\mathbf{p}} = \zeta_0$. Для вырожденного электронного газа функция $F_0' = -\delta(\varepsilon_{\mathbf{p}} - \varepsilon_F)$, где ε_F – энергия Ферми, и скорость $v_0 = v_F / \sqrt{3}$, где v_F – фермиевская скорость.

Перейдём к выводу уравнений для плотностей и токов из уравнений для функций распределения. Для этого просуммируем уравнения (2.19), (2.20) по \mathbf{p} , а затем выполним эту же самую операцию, предварительно умножив каждое из уравнений (2.19), (2.20) на скорость \mathbf{v} . Пренебрегая при выполнении вышеуказанных операций отличиям функций распределения n и \mathbf{s} от n_R и \mathbf{s}_R соответственно, получаем систему связанных уравнений для N , \mathbf{S} , \mathbf{I} и \mathbf{J} :

$$\frac{\partial}{\partial t} N + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot \mathbf{I} = 0, \quad (2.50)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{S} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot \mathbf{J} + \frac{2\mu}{\hbar} [\mathbf{S} \times \mathbf{B}] + \frac{1}{\tau_S} \delta \mathbf{S} = 0, \quad (2.51)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{I} + v_0^2 \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \delta N - \frac{e}{m_e} \mathbf{E} N + \frac{e}{m_e c} [\mathbf{B} \times \mathbf{I}] + \frac{\mu}{m_e} \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \otimes \mathbf{B} \right) \cdot \mathbf{S} + \frac{1}{\tau_o} \mathbf{I} + \frac{1}{\tau_{so}} \boldsymbol{\epsilon} \cdot \mathbf{J} = 0, \quad (2.52)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{J} + v_0^2 \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \otimes \delta \mathbf{S} - \frac{e}{m_e} \mathbf{E} \otimes \mathbf{S} + \frac{e}{m_e c} [\mathbf{B} \times \mathbf{J}] + \frac{2\mu}{\hbar} [\mathbf{J} \times \mathbf{B}] + \frac{\mu}{m_e} \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \otimes \mathbf{B} \right) \delta N + \\ + \frac{1}{\tau_o} \mathbf{J} + \frac{1}{\tau_{so}} \boldsymbol{\epsilon} \cdot \mathbf{I} = 0. \end{aligned} \quad (2.53)$$

В уравнениях (2.50)-(2.53) фигурируют величины: $\delta N = N - N_0$, отклонение плотности электронов N от равновесного значения N_0 , и $\delta \mathbf{S} = \mathbf{S} - \mathbf{S}_L$, отклонение спиновой плотности \mathbf{S} от

своего локально-равновесного значения S_L . Величина S_L определяет локально-равновесное значение намагниченности электронов проводимости $\mathbf{m}_L = -\mu\mathbf{S}_L$, которая может быть представлена как $\mathbf{m}_L = \chi\mathbf{B}$, где $\chi = -2\mu^2 \sum_p F'_0$ – магнитная восприимчивость Паули электронного газа.

В уравнениях (2.52)-(2.53) величина ϵ суть абсолютно антисимметричный единичный тензор 3-го ранга, знак « $\cdot\cdot\cdot$ » используется для обозначения двойного скалярного произведения тензоров. Ниже приведём определение математических операций скалярного, двойного скалярного, векторного и тензорного произведения векторов и тензоров, используемых в работе. Определение скалярного и векторного произведений векторов общеизвестно: если $\mathbf{A} = A_i\mathbf{e}_i$, $\mathbf{C} = C_i\mathbf{e}_i$, где \mathbf{e}_i единичный вектор в i -м направлении ($i = x, y, z$) декартовой системы координат, тогда скалярное произведение равно $(\mathbf{A} \cdot \mathbf{C}) = A_i C_i$, а векторное произведение есть вектор $[\mathbf{A} \times \mathbf{C}]_i = \epsilon_{ijk} A_j C_k$. Скалярное произведение вектора \mathbf{A} и тензора второго ранга \mathbf{F} является вектором: $(\mathbf{A} \cdot \mathbf{F})_j = A_i F_{ij}$, $(\mathbf{F} \cdot \mathbf{A})_i = F_{ij} A_j$. Двойное скалярное произведение тензора 2 ранга \mathbf{F} и тензора 3 ранга \mathbf{G} является вектором: $(\mathbf{F} \cdot \mathbf{G})_k = F_{ij} G_{jik}$, $(\mathbf{G} \cdot \mathbf{F})_i = G_{ijk} F_{kj}$. Тензорное произведение векторов \mathbf{A} и \mathbf{C} является тензором 2-го ранга: $(\mathbf{A} \otimes \mathbf{C})_{ij} = A_i C_j$. Векторное произведение вектора \mathbf{A} и тензора 2 ранга \mathbf{F} является тензором ранга 2: $[\mathbf{A} \times \mathbf{F}]_{mj} = \epsilon_{mki} A_k F_{ij}$, $[\mathbf{F} \times \mathbf{A}]_{im} = \epsilon_{mjk} F_{ij} A_k$. Скалярное произведение вектора \mathbf{A} и тензора 3 ранга \mathbf{G} является тензором ранга 2: $(\mathbf{A} \cdot \mathbf{G})_{jk} = A_i G_{ijk}$, $(\mathbf{G} \cdot \mathbf{A})_{ij} = G_{ijk} A_k$. Двойное скалярное произведение тензоров 3-го ранга \mathbf{F} и \mathbf{G} есть тензор 2-го ранга: $(\mathbf{F} \cdot \mathbf{G})_{im} = F_{ijk} G_{kjm}$.

Для описания спин-зависящего рассеяния в представленных выше уравнениях введены следующие величины, характеризующие скорость различных процессов релаксации:

– скорость релаксации спина $1/\tau_s$ (или частота процессов рассеяния с переворотом спина):

$$\frac{1}{\tau_s} = \frac{4}{3} \frac{\sum_{pp'} W_{pp'}^{(sf)} F'_0}{\sum_p F'_0}; \quad (2.54)$$

– скорость релаксации импульса $1/\tau_o$ (или частота процессов рассеяния с изменением орбитального движения электронов):

$$\frac{1}{\tau_o} = \frac{\sum_{pp'} [W_{pp'}^{(nsf)} + W_{pp'}^{(sf)}]_0 (v^2 - \mathbf{v} \cdot \mathbf{v}') F'}{\sum_p v^2 F'}; \quad (2.55)$$

– скорость «косого» рассеяния электронов $1/\tau_{\text{SO}}$ (характеристика асимметричного спин-орбитального рассеяния):

$$\frac{1}{\tau_{\text{SO}}} = \frac{\sum_{\text{pp}'} \text{Re} W_{\text{pp}'}^{(\text{as})} [\mathbf{v} \times \mathbf{v}'] F'}{\sum_{\text{p}} v^2 F'} . \quad (2.56)$$

Легко видеть, что уравнение (2.50) есть не что иное, как уравнение непрерывности для потока электронов. Наличие в левой части уравнения двух членов отражает выполнение закона сохранения числа частиц: скорость изменения плотности частиц в данной точке равна с обратным знаком дивергенции вектора плотности потока частиц в этой же точке.

Уравнение (2.51) – известное уравнение движения для спиновой плотности. Его можно рассматривать как уравнение непрерывности для спинового тока. Второй член в левой части уравнения отвечает за локальное изменение спиновой плотности, обусловленное переносом спина при протекании спинового тока \mathbf{J} из одной области пространства в другую область, имеющую иную по величине или направлению спиновую плотность. Третий член описывает прецессионное движение спиновой плотности электронов в магнитном поле \mathbf{B} . Четвёртый член описывает спиновую релаксацию электронов. Скорость спиновой релаксации электронов проводимости $1/\tau_s$ и, соответственно, время спиновой релаксации τ_s определяются, как можно видеть из уравнения (2.54), величиной дифференциальной вероятности рассеяния с переворотом спина $W_{\text{pp}'}^{(\text{sf})}$.

Уравнение (2.52) служит для нахождения плотности потока электронов \mathbf{I} при заданных полях \mathbf{E} и \mathbf{B} . Второй член в его левой части описывает диффузионное движение электронов, возникающего при наличии градиента электронной плотности. Характеристикой электронной диффузии является коэффициент диффузии $D = v_0^2 \tau_0$. Третий член описывает ток проводимости, индуцируемый полем \mathbf{E} , величина которого определяется удельной электропроводностью металла $\sigma = N_0 e^2 \tau_0 / m_e$. Четвёртый описывает изменение плотности электрического тока из-за действия силы Лоренца, заставляющей электроны двигаться по циклотронным орбитам и приводящей к появлению эффекта Холла. Пятое слагаемое учитывает изменение электронной проводимости при наличии зависимости действующего в металле магнитного поля от координат. Именно этот вклад определяет изменение проводимости неоднородно-намагниченных проводников. Шестое слагаемое описывает скорость изменения орбитального состояния электронов, определяемую транспортным временем релаксации импульса τ_0 . Скорость релаксации импульса $1/\tau_0$, как можно видеть из определения (2.55), задаётся суммой дифференциальных вероятностей рассеяния без переворота и с переворотом спина $W_{\text{pp}'}^{(\text{nsf})} + W_{\text{pp}'}^{(\text{sf})}$.

Наконец, последнее слагаемое в левой части уравнения (2.52) обусловлено асимметрией спинового рассеяния электронов, интенсивность которого задаётся временем релаксации τ_{SO} . Это слагаемое описывает специфические особенности физического явления, получившего название «обратный спиновый эффект Холла». Суть последнего заключается в том, что наличие спинового тока обуславливает появление тока электрического.

Уравнение (2.53) – это уравнение для нахождения тензора спинового тока \mathbf{J} . Второй член в его левой части описывает диффузионную компоненту потока спина, которая определяется коэффициентом диффузии спина D . Третий член описывает эффекты дрейфа спиновой плотности под действием электрического поля. Четвёртое слагаемое, содержащее векторное произведение вектора \mathbf{V} и тензора спинового тока \mathbf{J} , описывает влияние силы Лоренца, аналогично четвёртому члену уравнения (2.52). Пятый член, векторное произведение тензора спинового тока \mathbf{J} и вектора \mathbf{V} , описывает прецессию движущихся в потоке \mathbf{J} электронов. Шестое слагаемое описывает влияние на спиновый ток неоднородностей магнитного поля, седьмое учитывает затухание спинового тока со скоростью релаксации импульса $1/\tau_o$. Последний член, обусловленный асимметрией спин-орбитального рассеяния электронов, отвечает за существование эффекта, получившего название «спиновый эффект Холла».

2.6 Основные уравнения электронного спинового транспорта в пространственно-неоднородных проводящих магнетиках

Для того, чтобы выполнить описание спин-транспортных свойств магнитно-неоднородных проводников необходимо учитывать обменное взаимодействие электронов проводимости с системой электронов, локализованных на внутренних (d или f) оболочках атомов решётки, магнитные моменты которых формируют неоднородный магнитный порядок в проводнике. Общие вопросы вывода квантовых кинетических уравнений и граничных условий к ним для описания спиновой кинетики электронов проводимости и локализованных спинов, связанных обменным взаимодействием, были рассмотрены в работе [153]. Взаимодействие электронов проводимости с магнитной подсистемой локализованных электронов будем рассматривать в рамках s - $d(f)$ обменной модели [37]. Спиновые состояния электронов проводимости будем характеризовать с помощью операторов \hat{s}_i . Спиновые состояния электронов, локализованных в d или f оболочках атомов, расположенных в узлах кристаллической решётки с координатами \mathbf{r}_i , будем характеризовать с помощью операторов \hat{S}_i .

(индекс i – номер узла). Для описания взаимодействия электронов проводимости и локализованных спинов используем известный гамильтониан s - $d(f)$ -обменной модели: $\hat{\mathcal{H}}_{s-d} = \sum_{i,n} I(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_n) \hat{\mathbf{s}}_i \cdot \hat{\mathbf{S}}_n$, где $I(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_n)$ – интеграл s - $d(f)$ -обменного взаимодействия электрона проводимости с координатой \mathbf{r}_i и электронов, локализованных на узле \mathbf{r}_n . Оператор спина $\hat{\mathbf{s}}$ и оператор магнитного момента $\hat{\boldsymbol{\mu}}$ электронов проводимости определяются соотношениями $\hat{\mathbf{s}} = (1/2)\hat{\boldsymbol{\sigma}}$ и $\hat{\boldsymbol{\mu}} = -\mu\hat{\boldsymbol{\sigma}}$. Квантово-механическое среднее от суммы операторов магнитных моментов $\hat{\boldsymbol{\mu}}_i$ локализованных электронов определяет макроскопическую намагниченность \mathbf{M} локализованных электронов проводника. Намагниченность \mathbf{M} в общем случае является функцией координаты \mathbf{r} и времени t . Мы существенно упростим описание системы взаимодействующих s и $d(f)$ подсистем, учитывая их взаимодействие $\hat{\mathcal{H}}_{s-d}$ в приближении среднего поля. В этом приближении наличие обменного взаимодействия $\hat{\mathcal{H}}_{s-d}$ описывается как действие на спин электрона неоднородного эффективного обменного поля $\mathbf{B}_\Lambda = \Lambda\mathbf{M}$. Здесь $\Lambda = (1/g^2\mu_B^2) \int I(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r}$ – безразмерный параметр, характеризующий интенсивность s - $d(f)$ обменного взаимодействия. Тогда гамильтониан $\hat{\mathcal{H}}$ электрона в идеальном кристалле, помещённом во внешнее магнитное и электрическое поля, может быть записан в виде $\hat{\mathcal{H}} = \hat{\mathcal{H}}_0 + \hat{\mathcal{H}}_s$, где $\hat{\mathcal{H}}_s = \mu\mathbf{B}^{(\text{eff})} \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}$ – оператор энергии взаимодействия спинового магнитного момента электрона величины μ с эффективным магнитным полем $\mathbf{B}^{(\text{eff})} = \mathbf{B} + \mathbf{B}_\Lambda$. Тогда из уравнения для одноэлектронного оператора, в которое входит вышеописанный гамильтониан, выполнив переход к Вигнеровскому представлению матрицы плотности с последующим усреднением по конфигурациям рассеивающего потенциала и переходу к квазиклассическому пределу при описании орбитального движения электрона получим квантовое кинетическое уравнение вида

$$\frac{\partial \hat{f}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial \hat{f}}{\partial \mathbf{r}} + \frac{1}{2} \left\{ \hat{\mathbf{F}}, \frac{\partial \hat{f}}{\partial \mathbf{p}} \right\} + \mu \frac{i}{\hbar} (\mathbf{B} + \Lambda\mathbf{M}) \cdot [\hat{\boldsymbol{\sigma}}, \hat{f}] + \hat{\mathcal{R}} = 0, \quad (2.57)$$

где оператор

$$\hat{\mathbf{F}} = e\mathbf{E} + \frac{e}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}] - \mu \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} (\mathbf{B} + \Lambda\mathbf{M}) \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}. \quad (2.58)$$

Первые два слагаемых в выражении (2.58) для оператора $\hat{\mathbf{F}}$ – это хорошо известная в классической физике сила Лоренца, действующая на электроны проводимости со стороны полей \mathbf{E} и \mathbf{B} . Третье слагаемое $-\mu \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} (\mathbf{B} + \Lambda\mathbf{M}) \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}$ можно трактовать как квантовую добавку к

классической силе Лоренца, возникающую в неоднородном эффективном магнитном поле $\mathbf{B}^{(\text{eff})} = \mathbf{B} + \Lambda \mathbf{M}$ 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].

Перейдём от квантового кинетического уравнения (2.57) для квантовой функции распределения к системе 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 $\mathbf{s}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \text{Tr} \hat{\sigma} \hat{f}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ (метод описан выше):

$$\frac{\partial}{\partial t} n + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} n + \left(e \mathbf{E} + \frac{e}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}] \right) \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} n - \mu \frac{\partial B_i^{(\text{eff})}}{\partial \mathbf{r}} \cdot \frac{\partial s_i}{\partial \mathbf{p}} + R = 0, \quad (2.59)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{s} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \mathbf{s} + \left(e \mathbf{E} + \frac{e}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}] \right) \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \mathbf{s} + \frac{2\mu}{\hbar} [\mathbf{s} \times \mathbf{B}^{(\text{eff})}] - \mu \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} n \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \mathbf{B}^{(\text{eff})} + \mathbf{R} = 0. \quad (2.60)$$

Из уравнений (2.59)-(2.60) могут быть получены уравнения для плотности электронов $N(\mathbf{r}, t) = \sum_{\mathbf{p}} n(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$, спиновой плотности $\mathbf{S}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\mathbf{p}} \mathbf{s}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$, плотности потока электронов $\mathbf{I}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\mathbf{p}} \mathbf{v} n(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ и плотности спинового тока $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\mathbf{p}} \mathbf{v} \otimes \mathbf{s}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ (метод описан выше):

$$\frac{\partial}{\partial t} N + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot \mathbf{I} = 0, \quad (2.61)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{S} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot \mathbf{J} + [\mathbf{S} \times (\boldsymbol{\Omega}_L + \boldsymbol{\Omega}_\Lambda)] + \frac{1}{\tau_s} \delta \mathbf{S} = 0, \quad (2.62)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{I} + \frac{v_F^2}{3} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \delta N - \frac{e}{m_e} \mathbf{E} N - [\boldsymbol{\Omega}_C \times \mathbf{I}] + \frac{\hbar}{2m_e} \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \otimes (\boldsymbol{\Omega}_L + \boldsymbol{\Omega}_\Lambda) \right) \cdot \mathbf{S} + \frac{1}{\tau_o} \mathbf{I} + \frac{1}{\tau_{so}} \boldsymbol{\epsilon} \cdot \mathbf{J} = 0, \quad (2.63)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{J} + \frac{v_F^2}{3} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \otimes \delta \mathbf{S} - \frac{e}{m_e} \mathbf{E} \otimes \mathbf{S} - [\boldsymbol{\Omega}_C \times \mathbf{J}] + [\mathbf{J} \times (\boldsymbol{\Omega}_L + \boldsymbol{\Omega}_\Lambda)] + \\ + \frac{\hbar}{2m_e} \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \otimes (\boldsymbol{\Omega}_L + \boldsymbol{\Omega}_\Lambda) \right) \delta N + \frac{1}{\tau_o} \mathbf{J} + \frac{1}{\tau_{so}} \boldsymbol{\epsilon} \cdot \mathbf{I} = 0. \end{aligned} \quad (2.64)$$

В уравнениях (2.62)-(2.64) введены обозначения $\boldsymbol{\Omega}_L = \gamma \mathbf{B}$, $\boldsymbol{\Omega}_\Lambda = \gamma \mathbf{B}_\Lambda$, $\boldsymbol{\Omega}_C = (|e|/m_e c) \mathbf{B}$, где $\gamma = 2\mu/\hbar$ – гиромагнитное отношение. Частота $\Omega_C = |\boldsymbol{\Omega}_C|$ определяет угловую скорость орбитального движения электронов по циклотронным орбитам под действием силы Лоренца в поле \mathbf{B} . Частоты $\Omega_L = |\boldsymbol{\Omega}_L|$ и $\Omega_\Lambda = \gamma \Lambda M$ характеризуют угловую скорость прецессии спина электронов в полях \mathbf{B} и \mathbf{B}_Λ соответственно.

2.7 Заключение и выводы по главе 2

Получено квантовое кинетическое уравнение для электронного спинового статистического оператора. На основе квантового кинетического уравнения получена система связанных кинетических уравнений для функции распределения электронной плотности и функции распределения спиновой плотности. Интегралы столкновений кинетических уравнений записаны для произвольного рассеивающего потенциала с учётом спин-орбитального взаимодействия электронов проводимости с рассеивающими дефектами. Применительно к спиновой системе электронов проводимости последовательно реализована идея «сокращённого» 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.

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 в главе 2, опубликованы в работах [A2, A3, A8].

3 ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ МАГНИТОХИРАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ И КИНЕТИЧЕСКИЙ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ, ИНДУЦИРОВАННЫЕ ХИРАЛЬНЫМ ОБМЕННЫМ ПОЛЕМ В ГЕЛИКОИДАЛЬНЫХ МАГНЕТИКАХ

Отличительной особенностью спин-транспортных явлений в хиральных гелимагнетиках является существование специфических эффектов не взаимности, возникающих при протекании через гелимагнетик потоков заряда и спина. Хиральные магнетики как материалы, демонстрирующие спин-зависимые эффекты не взаимности, привлекают все больший интерес, поскольку в них нарушается как симметрия пространственной инверсии, так и симметрия обращения времени. Поэтому проводящие хиральные гелимагнетики являются материалами, перспективными для создания на их основе нового класса приборов и устройств спинтроники.

В настоящей главе на основе полученных в главе 2 уравнений будет построена теория электрического магнитохирального и кинетического магнитоэлектрического эффектов, обусловленных обменным взаимодействием электронов проводимости с локализованными электронами, ответственными за формирование гелимагнетизма. Полученные результаты описывают эффекты не взаимности при протекании через гелимагнетик как электрических, так и спиновых токов.

3.1 Основные уравнения электронного спинового транспорта в металлических гелимагнетиках

Для описания плотностей и потоков в проводящих гелимагнетиках могут быть использованы уравнения (2.61)-(2.64). Мы будем рассматривать случай, когда гелимагнетики находятся в постоянном однородном внешнем магнитном поле \mathbf{V} . Упрощение описания рассматриваемой системы возможно в условиях, когда мы можем пренебречь эффектами временной дисперсии при решении уравнений (2.61)-(2.64), считая характерную частоту изменения всех внутренних и внешних полей малой по сравнению со скоростью релаксации импульса $\nu_0 = 1/\tau_0$. Будем полагать, что циклотронная частота Ω_C , ларморовские частоты Ω_L и Ω_A и скорость асимметричного спин-орбитального рассеяния $\nu_{SO} = 1/\tau_{SO}$ также малы по сравнению с ν_0 . Кроме того, мы ограничимся рассмотрением систем, для которых можно пренебречь их отклонением от состояния электронейтральности и считать δN пренебрежимо малыми по сравнению с N_0 . Для проводников с металлическим характером проводимости это

условие выполняется с высокой точностью. В оговоренных выше предположениях мы можем опустить в левой части уравнения (2.63) первый, второй, четвёртый и седьмой члены, а в уравнении (2.64) опустить первый, четвёртый, пятый, шестой и восьмой члены.

Введём в рассмотрение намагниченность электронов проводимости $\mathbf{m} = -\mu\mathbf{S}$ и отклонение электронной намагниченности от локально-равновесного состояния $\delta\mathbf{m} = \mathbf{m} - \chi(\mathbf{B} + \mathbf{B}_\Lambda)$. В принятых приближениях из (2.63) получаем уравнение, определяющее величину действующего в металле поля \mathbf{E} при заданной плотности электрического тока \mathbf{j} :

$$\mathbf{E} = \rho_0\mathbf{j} - \frac{\Lambda}{eN_0} \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \otimes \mathbf{M} \right) \cdot \mathbf{m}, \quad (3.1)$$

где $\rho_0 = m_e / N_0 e^2 \tau_0$ – составляющая часть удельного электросопротивления рассматриваемой системы, не связанная с наличием геликоидального упорядочения. При нахождении спинового тока из уравнения (2.64), вместо (3.1) используем приближенное равенство $\mathbf{E} \approx \rho_0\mathbf{j}$, в результате чего в принятых приближениях получаем выражение для тензора спинового тока в виде:

$$\mathbf{J} = \frac{D}{\mu} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \otimes \delta\mathbf{m} - \frac{1}{e\mu N_0} \mathbf{j} \otimes \mathbf{m}, \quad (3.2)$$

где $D = v_F^2 \tau_0 / 3$ – коэффициент диффузии электронов. Можно показать, что учёт компоненты $(\Lambda / eN_0) m_i \nabla M_i$, входящей в (3.1), при нахождении спинового тока приведёт к уменьшению коэффициента диффузии вдоль оси спирали на величину δD , относительная величина которого $\delta D / D = 3\chi B_\Lambda^2 / N_0 m_e v_F^2$. Мы будем полагать, что условие $\delta D / D \ll 1$ всегда выполняется, что оправдывает сделанные выше допущения. Подстановка (3.2) в (2.62) позволяет записать искомое замкнутое уравнение для $\delta\mathbf{m}$:

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{m} - D \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right)^2 \delta\mathbf{m} + \frac{1}{eN_0} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot (\mathbf{j} \otimes \delta\mathbf{m}) + [\delta\mathbf{m} \times (\boldsymbol{\Omega}_L + \boldsymbol{\Omega}_\Lambda)] + \frac{1}{\tau_s} \delta\mathbf{m} = -\frac{\chi}{eN_0} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot (\mathbf{j} \otimes \mathbf{B}_\Lambda). \quad (3.3)$$

Уравнение (3.3) справедливо при любых конфигурациях вектора неоднородного поля \mathbf{B}_Λ , изменяющего своё направление в пространстве и времени.

3.2 Спиновая динамика электронов проводимости в хиральных гелимагнетиках

В настоящем разделе мы применим полученные уравнения для описания транспортных свойств проводящих хиральных гелимагнетиков. Рассмотрим конфигурацию системы и внешних полей, в которой волновой вектор магнитной спирали гелимагнетика \mathbf{q} , вектор внешнего

постоянного магнитного поля \mathbf{B} , вектор электрического поля \mathbf{E} и вектор плотности текущего через гелимагнетик тока \mathbf{j} ориентированы вдоль оси OZ , направление которой в пространстве задаётся единичным вектором \mathbf{e}_z . Наряду с вектором плотности тока \mathbf{j} введём в рассмотрение вектор дрейфовой скорости электронов $\mathbf{w} = \mathbf{j}/eN_0$. Для характеристики направления вектора дрейфовой скорости \mathbf{w} введём единичный вектор $\mathbf{i} = \mathbf{w}/w$, $w = |\mathbf{w}|$.

Будем рассматривать одноосный геликоидальный магнетик, локальная намагниченность которого \mathbf{M} зависит только от координаты z , а ось OZ является винтовой осью симметрии. Будем полагать, что длина вектора магнитной геликоиды $M = |\mathbf{M}|$ от внешних полей не зависит и является характеристикой геликоидального состояния. Вектор \mathbf{M} может быть представлен в виде суммы $\mathbf{M} = \mathbf{M}_t + \mathbf{M}_\ell$, где \mathbf{M}_t – поперечная (относительно оси геликоиды), а \mathbf{M}_ℓ – продольная компонента намагниченности геликоиды. Мы будем рассматривать магнитные геликоиды, у которых величина продольной намагниченности M_ℓ не зависит от z . Если характеризовать направление \mathbf{M}_ℓ единичным вектором \mathbf{b} , то $\mathbf{M}_\ell = \mathbf{b}M \sin \theta$. Магнитная геликоида с ненулевым значением M_ℓ называется конической магнитной спиралью. Возможна конфигурация, когда $M_\ell \equiv 0$ и намагниченность \mathbf{M} лежит в плоскости XY , что соответствует спиновому упорядочению «простая спираль».

Простая спираль может трансформироваться в коническую под действием магнитного поля \mathbf{B} , направленного вдоль оси геликоиды. При включении поля \mathbf{B} намагниченность \mathbf{M} отклоняется от плоскости XY на конечный угол $\theta = \theta(B)$, величина которого зависит от величины магнитного поля $B = |\mathbf{B}|$. Направление вектора продольной намагниченности геликоиды \mathbf{M}_ℓ совпадает при этом с направлением поля \mathbf{B} , задаваемым единичным вектором $\mathbf{b} = \mathbf{B}/B$.

Направление вектора поперечной намагниченности геликоиды \mathbf{M}_t будем задавать единичным вектором $\mathbf{h} = \mathbf{h}(z)$. Тогда поперечная намагниченность $\mathbf{M}_t = \mathbf{h}M \cos \theta$. Зависимость вектора \mathbf{h} от z полагаем гармонической. Пусть для определённости $\mathbf{h} = \mathbf{e}_x \cos qz \pm \mathbf{e}_y \sin qz$, где \pm в определении для \mathbf{h} относятся к «правой» и «левой» спиральям соответственно, $q = |\mathbf{q}|$.

Для характеристики направления «закручивания» магнитной геликоиды введём в рассмотрение единичный вектор \mathbf{h}' , задающий направление вектора производной $\partial/\partial z \mathbf{h}(z)$ соотношением $\partial/\partial z \mathbf{h}(z) = q\mathbf{h}'$. Направление «закручивания» магнитной спирали однозначно определяется вектором $\mathbf{k} = [\mathbf{h} \times \mathbf{h}']$, который мы будем называть вектором хиральности гелимагнетика. Удобно также ввести вектор $\mathbf{q} = q\mathbf{k}$, который будем называть волновым

вектором магнитной спирали, а также скалярную характеристику спирали $K = (\mathbf{k} \cdot \mathbf{e}_z)$, которую будем называть хиральностью гелимагнетика. Положительное значение хиральности $K = +1$ отвечает правозакрученной спирали, тогда как отрицательная хиральность $K = -1$ характеризует левозакрученную спираль.

Рассмотрим свойства симметрии конической магнитной спирали. Симметрия конической магнитной спирали задаётся двумя единичными векторами: вектором хиральности \mathbf{k} и вектором \mathbf{b} , определяющим направление оси магнитного конуса. Единой характеристикой конической магнитной спирали выступает тензор-диада $\mathbf{c} = \mathbf{k} \otimes \mathbf{b}$. На Рисунке 3.1 схематически представлены 4 возможные конфигурации векторов \mathbf{k} и \mathbf{b} вместе с символическим изображением конуса соответствующей магнитной спирали.

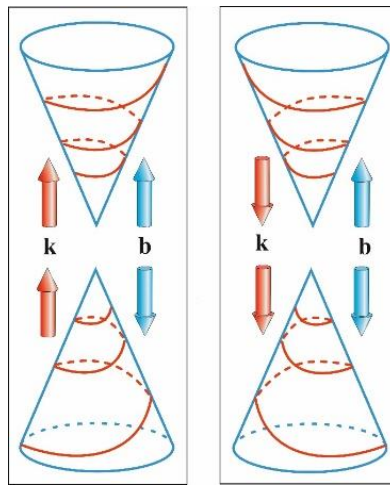


Рисунок 3.1 – Схематическое изображение возможных конфигураций конической магнитной спирали, задаваемых тензором $\mathbf{c} = \mathbf{k} \otimes \mathbf{b}$ векторами \mathbf{k} и \mathbf{b} . Левая и правая панели представляет энантиоморфные состояния с симметрией группы правого и левого винта соответственно

В рассматриваемой нами континуальной модели хирального магнетика ось геликоиды является винтовой осью симметрии бесконечного порядка. Элементами симметрии являются повороты вокруг винтовой оси с одновременной трансляцией вдоль неё. Группа симметрии полярна и энантиоморфна. Левая панель Рисунка 3.1 представляет состояния с симметрией правого винта. На правой панели представлены энантиомеры этих состояний. Симметричный тензор второго ранга $\mathbf{c} = \mathbf{k} \otimes \mathbf{b}$ характеризуется своими тремя главными инвариантами, из которых оказывается отличным от нуля только главный инвариант $\mathbf{e} \cdot \mathbf{c}$. Здесь $\mathbf{e} = \mathbf{e}_i \otimes \mathbf{e}_i$ – единичный тензор второго ранга. Легко видеть, что $\mathbf{e} \cdot \mathbf{c} = \mathbf{k} \cdot \mathbf{b}$. Скалярное произведение тензора \mathbf{c} и единичного вектора \mathbf{e}_z определяет вектор $\mathbf{c}_z = (\mathbf{k} \cdot \mathbf{b})\mathbf{e}_z$, задающий две противоположно направленные полярные оси. Отсюда следует, что каждая из групп симметрии правого винта и

левого винта естественно делится на подгруппы, для одной из которых векторы \mathbf{k} и \mathbf{b} сонаправлены ($\mathbf{k} \uparrow \uparrow \mathbf{b}$) и $\mathbf{e} \cdot \mathbf{c} = +1$, а для другой – противонаправлены ($\mathbf{k} \uparrow \downarrow \mathbf{b}$) и $\mathbf{e} \cdot \mathbf{c} = -1$.

Уравнение (3.3) для намагниченности $\delta \mathbf{m}$ принимает в оговоренных выше приближениях вид:

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{m} - D \frac{\partial^2}{\partial z^2} \delta \mathbf{m} + (\mathbf{w} \cdot \mathbf{e}_z) \frac{\partial}{\partial z} \delta \mathbf{m} + [\delta \mathbf{m} \times (\boldsymbol{\Omega}_L + \boldsymbol{\Omega}_\Lambda)] + \frac{1}{\tau_S} \delta \mathbf{m} = -\chi (\mathbf{w} \cdot \mathbf{e}_z) \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{B}_\Lambda. \quad (3.4)$$

Решение уравнения (3.4) для $\delta \mathbf{m}$ ищем в виде суммы продольной $\delta \mathbf{m}_\ell$ и поперечной $\delta \mathbf{m}_t$ компонент: $\delta \mathbf{m} = \delta \mathbf{m}_\ell + \delta \mathbf{m}_t$. Продольная компонента $\delta \mathbf{m}_\ell$ искомого решения не зависит от координат и времени, а поперечную компоненту $\delta \mathbf{m}_t$ ищем в виде геликоиды с волновым вектором \mathbf{q} . Из (3.4) получаем систему связанных уравнений для $\delta \mathbf{m}_\ell$ и $\delta \mathbf{m}_t$. Параллельная оси геликоиды составляющая $\delta \mathbf{m}_\ell$ выражается непосредственно через поперечную намагниченность $\delta \mathbf{m}_t$ уравнением

$$\delta \mathbf{m}_\ell = [\mathbf{h} \times \delta \mathbf{m}_t] \tau_S \Omega_\Lambda \cos \theta, \quad (3.5)$$

где $\Omega_\Lambda = \gamma \Lambda M$ (полагаем, что $\Lambda > 0$, что актуально для большинства проводящих магнетиков). Подставляя полученную связь (3.5) во второе уравнение системы, получаем замкнутое уравнение для $\delta \mathbf{m}_t$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{m}_t + [\delta \mathbf{m}_t \times (\boldsymbol{\Omega}_B \mathbf{b} - Kq\mathbf{i})] + (v_S + v_D) \delta \mathbf{m}_t + [[\mathbf{h} \times \delta \mathbf{m}_t] \times \mathbf{h}] v_P \cos^2 \theta = \\ = [\mathbf{h} \times \mathbf{i}] \chi \Lambda K q w M \cos \theta, \end{aligned} \quad (3.6)$$

где $v_S = 1/\tau_S$, $v_D = q^2 D$ и $v_P = \Omega_\Lambda^2 \tau_S$ – характерные частоты различных процессов спиновой релаксации электронов проводимости в гелимагнетике, $\Omega_B = \Omega_L + \Omega_\Lambda \sin \theta$, $\Omega_L = |\boldsymbol{\Omega}_L|$.

Сумма v_H трех частот v_S , v_D и v_P характеризует эффективную скорость спиновой релаксации в гелимагнетике: $v_H = v_S + v_D + v_P$. Вклад $v_S = 1/\tau_S$ – это скорость спин-решёточной релаксации, обусловленной диссипацией неравновесного спина электронов проводимости на дефектах решётки. Вклад $v_D = q^2 D$ описывает скорость изменения спиновой плотности электронов проводимости в данной точке пространства из-за «диффузионного ухода» спинов электронов из данной точки. Следует заметить, что спиновая диффузия в проводящем гелимагнетике – это не процесс «перетекания» электронов из области пространства, где концентрация электронов с заданной проекцией спина велика, в область, где таких электронов меньше. В гелимагнетике значения вектора неравновесной спиновой плотности в соседних точках оси геликоиды отличаются только по направлению и поэтому диффузия в данном случае

обеспечивает релаксацию спина электронов исключительно «по направлению». Составляющая эффективной скорости релаксации $v_p = \Omega_\Lambda^2 \tau_s$ обусловлена специфическими особенностями прецессионного движения спинов движущихся электронов в эффективном обменном поле гелимагнетика. Физической причиной появления такого вклада является ларморовская прецессия спина электрона в условиях, когда ось прецессионного движения меняет своё направление при движении электрона вдоль оси геликоида. Этот механизм спиновой релаксации электронов проводимости в гелимагнетиках естественно называть прецессионным.

Стационарное решение уравнения (3.6) имеет вид:

$$\delta \mathbf{m} = \chi \Lambda M \cos(\theta) \times \frac{(v_s + v_D)(\mathbf{q} \cdot \mathbf{w})[\mathbf{h} \times \mathbf{e}_z] + \varepsilon q w (\Omega_B - \varepsilon q w) \mathbf{h} - (1 + v_D/v_s) \Omega_\Lambda \cos(\theta) (\mathbf{q} \cdot \mathbf{w}) \mathbf{e}_z}{v_B^2 + (\Omega_B - \varepsilon q w)^2}, \quad (3.7)$$

где $v_B^2 = (v_s + v_D)(v_s + v_D + v_p \cos^2 \theta)$, $\varepsilon = \mathbf{e}^{(3)} \cdot \dots [\mathbf{k} \otimes \mathbf{b} \otimes \mathbf{i}]$. Вновь введённая величина ε определяется как тройное скалярное произведение единичного тензора третьего ранга $\mathbf{e}^{(3)}$ и триады $\mathbf{k} \otimes \mathbf{b} \otimes \mathbf{i}$, составленной как тензорное произведение трех единичных векторов \mathbf{k} , \mathbf{b} и \mathbf{i} . Очевидно, что величина ε является единственным отличным от нуля главным инвариантом тензора третьего ранга $\mathbf{k} \otimes \mathbf{b} \otimes \mathbf{i}$ характеризующего пространственно-временную симметрию свойств гелимагнетика. Введённый выше тензор второго ранга $\mathbf{c} = \mathbf{k} \otimes \mathbf{b}$ характеризует пространственную симметрию конической магнитной спирали, поэтому через него, очевидно, выражается величина ε : $\varepsilon = \mathbf{e}^{(3)} \cdot \dots [\mathbf{c} \otimes \mathbf{i}]$. Выполняя операцию тройного скалярного умножения тензоров, можно представить ε в следующем виде:

$$\varepsilon = K(\mathbf{b} \cdot \mathbf{i}), \quad (3.8)$$

где $K = (\mathbf{e}_z \cdot \mathbf{k}) = \pm 1$ – хиральность гелимагнетика. Как непосредственно следует из этого определения, хиральность K является псевдоскаляром. Поскольку векторы \mathbf{b} и \mathbf{i} являются аксиальными векторами, их скалярное произведение $(\mathbf{b} \cdot \mathbf{i})$ – это истинный скаляр и, следовательно, определенная в (3.8) величина ε является псевдоскаляром. Величина ε может принимать всего два значения: $\varepsilon = +1$ и $\varepsilon = -1$, в зависимости от взаимного направления векторов \mathbf{k} , \mathbf{b} и \mathbf{i} .

3.3 Электрический магнитохиральный эффект Штерна-Герлаха

В последующем рассмотрении мы по умолчанию будем рассматривать магнитные и транспортные свойства гелимагнетиков, в которых коническая магнитная спираль реализуется за счёт приложения внешнего магнитного поля. Не представит никакого труда на основе полученных результатов рассмотреть и случай конической спирали, сформированной внутренними полями обменного происхождения. Подставляя (3.7) в (3.1), находим связь электрического поля и плотности тока в виде $\mathbf{E} = \rho \mathbf{j}$, где удельное электросопротивление ρ представляется в виде суммы $\rho = \rho_0 + \delta\rho_B^{(\varepsilon)}$, в которой слагаемое $\delta\rho_B^{(\varepsilon)}$, обусловленное гелимагнетизмом, имеет вид

$$\delta\rho_B^{(\varepsilon)} = \rho_H R_B^{(\varepsilon)}, \quad \rho_H = \frac{\chi}{v_H} \left(\frac{q\Lambda M}{eN_0} \right)^2, \quad R_B^{(\varepsilon)} = \frac{v^2 \cos^2 \theta}{v_B^2 + (\Omega_B - \varepsilon q w)^2}. \quad (3.9)$$

Здесь $v^2 = (v_S + v_D)(v_S + v_D + v_P)$.

Величина $\delta\rho_B^{(\varepsilon)}$, рассматриваемая как функция магнитного поля B , определена при значениях магнитного поля B в интервале $0 \leq B \leq B_F$, где верхняя граница этого интервала B_F – это поле фазового перехода из гелимагнитного состояния системы в ферромагнитное. В точке фазового перехода $B = B_F$ величина $R_B^{(\varepsilon)}$ обращается в нуль и общее электросопротивление ρ принимает значение ρ_0 . Таким образом, величина ρ_0 в нашем рассмотрении определяет значение электросопротивления ρ в точке фазового перехода «гелимагнетик-ферромагнетик». Это значение удобно использовать как реперный уровень при экспериментальном изучении зависимостей электросопротивления ρ гелимагнетика от магнитного поля. Поэтому в нашем теоретическом рассмотрении мы определим удельное магнетосопротивление гелимагнетика как разницу $\rho - \rho_0$. Очевидно, что при таком определении величина $\delta\rho_B^{(\varepsilon)}$, определенная соотношениями (3.9), и есть магнетосопротивление гелимагнетика. Ниже для обозначения $\delta\rho_B^{(\varepsilon)}$ в тексте будем использовать термин «хиральное магнетосопротивление».

Фигурирующая в соотношениях (3.9) величина ρ_H – это значение хирального магнетосопротивления при $B = 0$ в пределе малых измерительных токов, выражающееся только через характеристики гелимагнетика. Тогда безразмерная величина $R_B^{(\varepsilon)}$ может быть названа как относительное хиральное магнетосопротивление. Поскольку ε может принимать всего два значения, $\varepsilon = \pm 1$, то уравнение (3.9) определяет две возможные кривые магнетосопротивления

гелимагнетика: $R_B^{(+)}$ и $R_B^{(-)}$. Отличие $R_B^{(+)}$ от $R_B^{(-)}$ и есть проявление магнитохиральной анизотропии. Для дальнейшего рассмотрения удобно ввести величину $R_B = (R_B^{(+)} + R_B^{(-)})/2$. В качестве характеристики величины магнитохиральной анизотропии введём коэффициент магнитохиральной анизотропии $A_B = (R_B^{(+)} - R_B^{(-)})/2R_B$. Тогда

$$R_B^{(\varepsilon)} = R_B (1 + \varepsilon A_B), \quad (3.10)$$

где

$$A_B = \frac{2qw\Omega_B}{v_B^2 + \Omega_B^2 + (qw)^2}, \quad (3.11)$$

$$R_B = \frac{v^2 \left[v_B^2 + \Omega_B^2 + (qw)^2 \right] \cos^2 \theta}{\left[v_B^2 + \Omega_B^2 + (qw)^2 \right]^2 - (2qw\Omega_B)^2}. \quad (3.12)$$

С учётом (3.8)-(3.10) получаем искомое представление для электросопротивления ρ :

$$\rho = \rho_0 + \rho_H R_B \left[1 + K A_B (\mathbf{b} \cdot \mathbf{i}) \right]. \quad (3.13)$$

Полученный результат (3.13) по своей форме является самой общей формулой электрического магнитохирального эффекта.

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.

Рассматривая ρ при фиксированных значениях величины внешнего магнитного поля B и плотности текущего через гелимагнетик тока j как функцию трех векторов \mathbf{k} , \mathbf{b} и \mathbf{i} , из (3.13) получаем следующие свойства симметрии электросопротивления: $\rho(\mathbf{k}, -\mathbf{b}, -\mathbf{i}) = \rho(-\mathbf{k}, \mathbf{b}, -\mathbf{i}) = \rho(-\mathbf{k}, -\mathbf{b}, \mathbf{i}) = \rho(\mathbf{k}, \mathbf{b}, \mathbf{i})$.

Свойство смены знака ε при изменении направления одного из векторов \mathbf{b} , \mathbf{i} и \mathbf{k} имеет своим следствием следующие эффекты:

- i) эффекты невзаимности, проявляющиеся в том, что электросопротивление гелимагнетика меняет своё значение при изменении направления пропускания тока через образец относительно направления внешнего магнитного поля или при изменении направления внешнего магнитного поля относительно направления тока: $\rho(\mathbf{k}, \mathbf{b}, -\mathbf{i}) \neq \rho(\mathbf{k}, \mathbf{b}, \mathbf{i})$, $\rho(\mathbf{k}, -\mathbf{b}, \mathbf{i}) \neq \rho(\mathbf{k}, \mathbf{b}, \mathbf{i})$;
- ii) эффект магнитохиральной анизотропии, проявляющийся в том, что магнетосопротивление гелимагнетика имеет разную величину для двух образцов гелимагнетика с различной

хиральностью. В этом случае вектор хиральности \mathbf{k} в этих образцах по-разному ориентирован относительно фиксированных направлений магнитного поля и тока: $\rho(-\mathbf{k}, \mathbf{b}, \mathbf{i}) \neq \rho(\mathbf{k}, \mathbf{b}, \mathbf{i})$.

Поскольку ρ является фактически функцией одной переменной ε , являющейся комбинацией векторов \mathbf{k} , \mathbf{b} и \mathbf{i} , вышеперечисленные эффекты не взаимности имеют одну и ту же физическую природу и математически могут быть описаны единым соотношением $\rho(-\varepsilon) \neq \rho(\varepsilon)$.

Напомним, что физической причиной появления хирального магнитосопротивления $\delta\rho_B^{(\varepsilon)}$ в нашем рассмотрении является действие на электроны проводимости, несущие на себе спин, неоднородного в пространстве обменного магнитного поля. Проявление именно этого типа взаимодействия спина движущихся частиц с неоднородным магнитным полем впервые было экспериментально зафиксировано в знаменитом эксперименте Штерна и Герлаха [1]. Чтобы подчеркнуть физическую природу механизма электрического магнитохирального эффекта, описываемого уравнениями (3.11)-(3.13), мы предлагаем ввести для его обозначения специальный термин «электрический магнитохиральный эффект Штерна-Герлаха».

Для наглядного отображения условий наблюдения электрического магнитохирального эффекта мы на Рисунке 3.2 изобразили схематически области диаграммы состояний гелимагнетика в переменных B_z , I_z , q_z , соответствующие двум разным значениям параметра ε . Красным цветом изображены области, где $\varepsilon = +1$, области с $\varepsilon = -1$ показаны зелёным цветом.

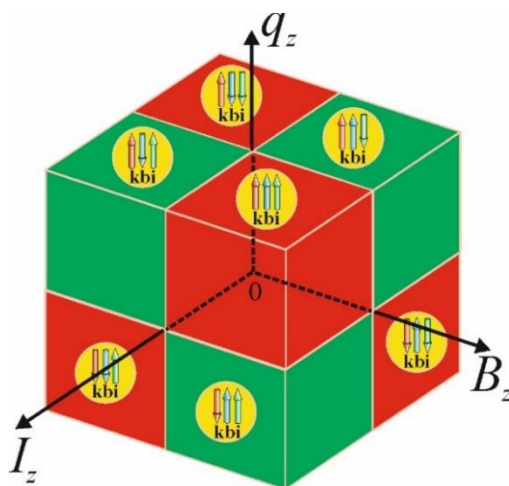


Рисунок 3.2 – Диаграмма состояний гелимагнетика в переменных «волновое число геликоиды (q_z) – электронный ток (I_z) – магнитное поле (B_z)». Состояния, для которых $\varepsilon = +1$, реализуются в областях, обозначенных красным цветом, области состояний с $\varepsilon = -1$ показаны зелёным. Цветные стрелки указывают направления единичных векторов \mathbf{k} , \mathbf{b} и \mathbf{i}

При переходе из области одного цвета в область другого цвета (см. Рисунок 3.2) будут проявляться эффекты невзаимности (если области имеют вертикальную общую грань) или магнитохиральной анизотропии (если области имеют горизонтальную общую грань)

Таким образом, рассмотренный нами механизм взаимодействия спина электронов проводимости с неоднородным внутренним обменным полем гелимагнетика даёт естественное объяснение самого факта существования эффекта магнитохиральной анизотропии.

Отдельного обсуждения заслуживает вопрос о величине магнитохиральной анизотропии и её зависимости от магнитного поля. Пусть $\Omega_F = \gamma B_F$ – значение частоты ларморовской прецессии электронов проводимости Ω_L в поле перехода «гелимагнетик-ферромагнетик» $B = B_F$. Тогда значение частоты Ω_B в точке $B = B_F$ равно $\Omega_{B_F} = \Omega_F + \Omega_\Lambda$. В этом поле частота спиновой релаксации ν_B равна $\nu_{B_F} \equiv \nu_S + \nu_D$ и коэффициент магнитохиральной анизотропии A_B принимает значение $A_{B_F} = 2q\omega\Omega_{B_F} / \left[\nu_{B_F}^2 + \Omega_{B_F}^2 + (q\omega)^2 \right]$.

Если частоты ν_S , ν_D и ν_P велики по сравнению с Ω_{B_F} и $q\omega$, то коэффициент магнитохиральной анизотропии A_B мал по сравнению с единицей при любых значениях магнитного поля: $A_{B_F} \approx 2q\omega\Omega_{B_F} / \nu_{B_F}^2$. Если же скорости спиновой релаксации ν_S , ν_D , ν_P малы по сравнению с Ω_{B_F} и $q\omega$, то тогда для A_{B_F} справедливо асимптотическое равенство $A_{B_F} \approx 2q\omega\Omega_{B_F} / \left[\Omega_{B_F}^2 + (q\omega)^2 \right]$. Легко видеть, что при выполнении условия $q\omega = \Omega_{B_F}$ величина A_{B_F} оказывается близкой к единице. Таким образом, вблизи точки фазового перехода $B = B_F$ в случае, когда частоты ν_S , ν_D и ν_P малы по сравнению с Ω_{B_F} и $q\omega$, коэффициент магнитохиральной анизотропии A_B может принимать своё максимально-возможное значение, равное единице. Другими словами, теория предсказывает возможность существования гигантского электрического магнитохирального эффекта, когда коэффициент магнитохиральной анизотропии близок к единице. Подобный эффект аномального невзаимного электрического транспорта наблюдался экспериментально в хиральном магнетике CrNb_3S_6 [11].

В условиях гигантского электрического магнитохирального эффекта будут наблюдаться весьма необычные особенности поведения магнитохирального магнитосопротивления $R_B^{(\varepsilon)}$. Точнее говоря, необычные особенности будут проявляться только для ветви магнитосопротивления $R_B^{(+)}$. Легко видеть из уравнения (3.9), что в гелимагнетиках с малыми значениями частоты спиновой релаксации ν_B при изменении магнитного поля в условиях приближения частоты прецессии Ω_B к значению параметра $q\omega$ магнитосопротивление $R_B^{(+)}$

будет резонансным образом возрастать. Поведение $R_B^{(-)}$ не демонстрирует никаких подобных особенностей резонансного типа. Напомним, что магнетосопротивление $R_B^{(+)}$ описывает такие конфигурации полей в гелимагнетике, при которых величина $\varepsilon = e^{(3)} \dots [\mathbf{k} \otimes \mathbf{b} \otimes \mathbf{i}] = +1$. Это равенство выполняется для всех троек коллинеарных векторов \mathbf{k} , \mathbf{b} и \mathbf{i} , в которых один из векторов сонаправлен вектору \mathbf{e}_z , а два других сонаправлены друг с другом. В частности, $\varepsilon = +1$, если сонаправлены все четыре вектора \mathbf{k} , \mathbf{b} , \mathbf{i} и \mathbf{e}_z . На рисунке 3.2 области, обозначенные красным цветом, соответствуют областям, в которых возможно проявление гигантских значений электрического магнитохирального эффекта.

Эффект резонансного увеличения магнетосопротивления для конфигураций с $\varepsilon = +1$ имеет прозрачный физический смысл. Пусть для определённости все векторы \mathbf{k} , \mathbf{b} , \mathbf{i} и \mathbf{e}_z сонаправлены. Магнитный момент электрона, движущегося со средней скоростью w вдоль оси геликоида, прецессирует с частотой Ω_B , при этом поперечная составляющая магнитного момента вращается по часовой стрелке. Если перейти в систему координат, движущуюся вместе с электронами со скоростью w , то в этой системе координат вектор поперечной намагниченности геликоида с волновым вектором q будет вращаться по часовой стрелке с угловой скоростью $\omega_w = qw$. При совпадении частот Ω_B и ω_w прецессия магнитных моментов движущихся со скоростью w электронов проводимости будет происходить синфазно с вращением намагниченности геликоида, что и приведёт к резонансному росту магнетосопротивления.

Здесь напрашивается проведение прямой аналогии с явлением спинового резонанса электронов проводимости, в котором наблюдается резонансное увеличение поглощения электронами проводимости энергии переменного внешнего магнитного поля частоты ω при совпадении частоты ларморовской прецессии электронов с частотой ω . В случае гелимагнетика, характеризуемого волновым вектором \mathbf{q} , вдоль которого течёт поток электронов со скоростью w , роль частоты ω играет частота $\omega_w = qw$. Указанная аналогия позволяет дать обнаруженному нами эффекту резонансного поведения хирального магнетосопротивления гелимагнетика имя «магнитохиральный кинетический резонанс».

Для реальных гелимагнетиков различные частоты релаксации ν_S , ν_D , ν_P могут различаться весьма существенно как по отношению друг к другу, так и по отношению к частотам прецессии Ω_F и Ω_Λ . Поэтому, вообще говоря, поведение магнетосопротивления не сводится к двум вышеописанным случаям. Для наглядной иллюстрации возможной трансформации характера поведения коэффициента магнитохиральной анизотропии A_B и хирального

магнетосопротивления $R_B^{(\pm)}$ гелимагнетика ниже мы примем некоторые упрощающие предположения непринципиального характера, которые, не меняя никоим образом качественную картину поведения A_B и $R_B^{(\pm)}$, позволяют получить их явные зависимости от магнитного поля в относительно простом аналитическом виде.

Конкретизируем для этого зависимость угла конусности магнитной спирали θ от магнитного поля B . Вид зависимости $\theta(B)$ зависит от параметров обменного взаимодействия локализованных спиновых моментов гелимагнетика, включая как симметричный гейзенберговский обмен, так и антисимметричный обмен Дзялошинского-Мория, а также от типа магнито-кристаллической анизотропии в гелимагнетике. В модели гелимагнетика, учитывающей обменные взаимодействия Дзялошинского-Мория в приближении ближайших соседей и магнитную одноосную анизотропию второго порядка, зависимость $\theta(B)$ имеет простейший вид $\theta(B) = \arcsin(B/B_F)$. Принимая такую аппроксимацию для $\theta(B)$, получаем простую линейную зависимость частоты прецессии Ω_B от магнитного поля: $\Omega_B = \Omega_{B_F}(B/B_F)$. В результате качественная картина поведения A_B и $R_B^{(\pm)}$ как функций магнитного поля $b = B/B_F$ описывается простыми формулами:

$$A_B = \frac{2\Psi b}{\Upsilon^2 + \Gamma^2(1-b^2) + \Psi^2 + b^2}, \quad (3.14)$$

$$R_B^{(\pm)} = \frac{(\Upsilon^2 + \Gamma^2)(1-b^2)}{\Upsilon^2 + \Gamma^2(1-b^2) + (b \mp \Psi)^2}. \quad (3.15)$$

Здесь введены безразмерные параметры $\Upsilon = (v_S + v_D)/\Omega_{B_F}$, $\Gamma = \sqrt{v_P(v_S + v_D)}/\Omega_{B_F}$ и $\Psi = qw/\Omega_{B_F}$. Параметры Υ и Γ характеризуют относительную интенсивность различных процессов спиновой релаксации в гелимагнетике, тогда как параметр Ψ отражает относительную величину дрейфовой скорости электронов.

Дальнейшее рассмотрение проведём на основе численных оценок параметров Γ , Υ и Ψ , характерных для металлических гелимагнетиков. Величина $s-d(f)$ обменного интеграла в редких землях порядка $10^{-2} \div 10^{-1}$ эВ [37], тогда параметр $\Lambda \sim 10^4$. Полагая, что намагниченность гелимагнетика $M \sim 10^2 \div 10^3$ Гс [154–157], получаем оценку для частоты $\Omega_\Lambda \sim 10^{13} \div 10^{14}$ с⁻¹. Величина поля B_F может быть определена из экспериментальных измерений величины внешнего магнитного поля, необходимого для перехода из геликоидального состояния системы в «ферромагнитное», что даёт оценку $\sim 10^3 \div 10^5$ Гс [154–157], откуда $\Omega_F \sim 10^{10} \div 10^{12}$ с⁻¹. Отсюда

следует, что $\Omega_F \ll \Omega_\Lambda$ и $\Omega_{B_F} \approx \Omega_\Lambda$. В литературе нет данных о скоростях спин-решёточной релаксации v_S в гелимагнетиках. Нижнюю оценку по порядку величины для v_S можно получить, используя данные экспериментов по наблюдению спинового резонанса электронов проводимости в благородных металлах, для которых скорость спин-решёточной релаксации $\sim 10^{11} \text{ с}^{-1}$. В качестве оценки для v_S сверху можно использовать величину скорости релаксации импульса $v_O = 1/\tau_O$, для которой мы используем оценку $v_O \sim 10^{14} \text{ с}^{-1}$. Будем полагать, что v_S лежит в интервале $10^{12} \div 10^{13} \text{ с}^{-1}$. Однозначная оценка величины диффузионной скорости релаксации $v_D = q^2 D$ затруднительна, поскольку и волновое число магнитной геликоиды q , и коэффициент диффузии D могут зависеть от температуры. Так, для диспрозия [158] при изменении температуры от температуры Кюри $T_C = 85 \text{ К}$ до температуры Нееля $T_N = 179 \text{ К}$ период геликоиды меняется от 40 \AA до 25 \AA , что ведёт к соответствующему росту q . Величина $D = v_F^2 \tau_O / 3$ ведёт себя подобно электропроводности, увеличиваясь с понижением температуры за счёт роста времени релаксации импульса τ_O . Для оценки будем использовать средние значения величин q и τ_O , полагая $q \sim 10^7 \text{ см}^{-1}$, $\tau_O \sim 10^{-14} \text{ с}$. В итоге для частоты релаксации v_D получаем оценку $v_D \sim 10^{16} \text{ с}^{-1}$ из которой следует, что $v_D/v_S \gg 1$ и $v_D/\Omega_H \gg 1$.

Параметр Ψ можно переписать как отношение скорости w к величине Ω_Λ/q . Численно $\Omega_\Lambda/q \sim 10^6 \div 10^7 \text{ см/с}$. Средняя скорость электронов w при достижимых значениях плотности тока практически всегда значительно меньше этой величины и, следовательно, параметр $\Psi \ll 1$. В результате параметры теории для металлических гелимагнетиков можно оценить как $\Upsilon \sim v_D/\Omega_\Lambda \gg 1$, $\Gamma \sim \sqrt{v_D/v_S} \gg 1$, $\Psi \sim qw/\Omega_\Lambda \ll 1$.

Теперь можно дать оценку параметра ρ_H , определяющего численную величину хирального магнитосопротивления $\delta\rho_B^{(e)}$. Мы приведём оценку величины ρ_H относительно ρ_0 . Из определения (3.9) с учётом выполнения условий $v_S \ll v_D \ll v_F$ получаем, что отношение $\rho_H/\rho_0 \sim (v_S/v_O)(q/k_F)^2$, где $k_F \sim 10^8 \text{ см}^{-1}$ – волновое число электронов на поверхности Ферми. Для принятых нами значений параметров v_S , v_O и q получаем оценку $\rho_H/\rho_0 \sim 10^{-3} \div 10^{-2}$. Таким образом, хиральное магнитосопротивление ρ_H в металлических гелимагнетиках существенно – на $2 \div 3$ порядка величины – меньше величины ρ_0 . Однако, этой разницы вполне достаточно, чтобы наблюдать электрический магнитохиральный эффект Штерна-Герлаха экспериментально.

Поведение $R_B^{(\pm)}$ в условиях $\Upsilon \gg 1$, $\Gamma \gg 1$, $\Psi \ll 1$ будет описываться следующими формулами:

$$R_B^{(\pm)} = R_B (1 \pm A_B), \quad (3.16)$$

где

$$A_B \approx A \frac{b}{1 + \bar{a}(1 - b^2)}, \quad (3.17)$$

$$R_B \approx 1 - \frac{b^2}{1 + \bar{a}(1 - b^2)}. \quad (3.18)$$

В формулах (3.17)-(3.18) фигурируют параметры $A = 2qw(\Omega_F + \Omega_\Lambda) / (v_S + v_D)^2$ и $\bar{a} = (\Omega_F + \Omega_\Lambda)^2 / \{v_S(v_S + v_D)\}$, зависящие от характеристик гелимагнетика. Для металлических гелимагнетиков величина коэффициента магнитохиральной анизотропии A_B всегда мала по сравнению с единицей в силу малости параметра A , она монотонно растёт с ростом магнитного поля и достигает своего максимально-возможного значения A при $b = 1$. Магнетосопротивление R_B является монотонно убывающей функцией магнитного поля и обращается в нуль в поле перехода гелимагнетика в ферромагнитное состояние. Форма зависимостей величин A_B и R_B от поля B определяется только величиной параметра \bar{a} . Приведённые выше оценки показывают, что параметр \bar{a} может быть как больше, так и меньше единицы. Зависимости относительных величин A_B/A и R_B от приведённого магнитного поля $b = B/B_F$ показаны на Рисунке 3.3 для различных значений параметра \bar{a} .

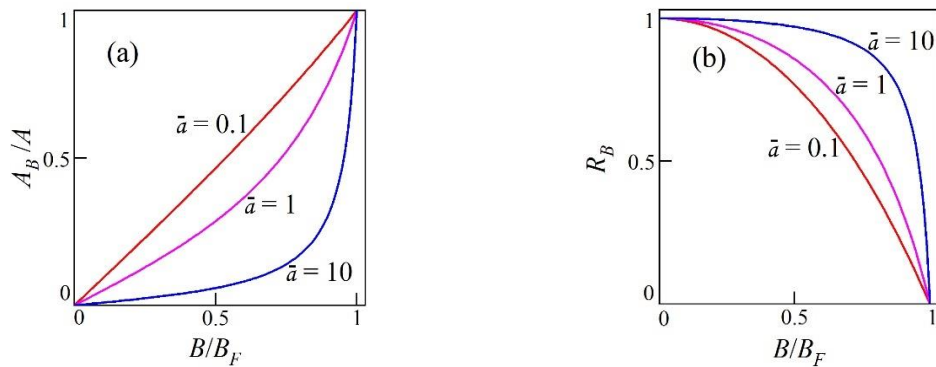


Рисунок 3.3 – (а) Относительная магнитохиральная анизотропия A_B/A и (б) относительное хиральное магнетосопротивление R_B как функции приведённого магнитного поля $b = B/B_F$ при значениях параметров $\bar{a} = 0.1, 1.0$ и 10

3.4 Кинетический магнитоэлектрический эффект Штерна-Герлаха

Отдельного обсуждения заслуживает вопрос о продольной намагниченности электронов проводимости, индуцируемой в гелимагнетике электрическим током, протекающим вдоль оси геликоида («кинетический магнитоэлектрический эффект»). Из выражения (3.7) индуцируемая электрическим током продольная намагниченность может быть записана как $\delta\mathbf{m}_\ell = -m_B(K\mathbf{i} + A_B\mathbf{b})$, где $m_B = \chi(qw/\gamma)(\Omega_\Lambda^2/v_S v_H)R_B$, а R_B и A_B задаются уравнениями (3.11) и (3.12).

Из полученного выражения для $\delta\mathbf{m}_\ell$ вытекает важный результат: даже в отсутствие магнитного поля, когда $A_B = 0$, продольная электронная намагниченность отлична от нуля. Протекающий по гелимагнетику ток индуцирует продольную намагниченность, вектор которой имеет разное направление относительно направления протекания тока в образцах гелимагнетика с разной хиральностью. В правозакрученной магнитной спирали, для которой хиральность $K = +1$, поток электронов, движущихся в направлении \mathbf{i} , индуцирует продольную намагниченность $\delta\mathbf{m}_\ell$, вектор которой антинаправлен вектору потока электронов: $\delta\mathbf{m}_\ell \uparrow\downarrow \mathbf{i}$, вне зависимости от направления потока \mathbf{i} . В левозакрученной спирали с $K = -1$ векторы $\delta\mathbf{m}_\ell$ и \mathbf{i} оказываются сонаправленными: $\delta\mathbf{m}_\ell \uparrow\uparrow \mathbf{i}$, опять же вне зависимости от направления потока \mathbf{i} .

Полная намагниченность гелимагнетика в произвольном магнитном поле складывается из намагниченности локализованных электронов \mathbf{M} и намагниченности электронов проводимости $\mathbf{m} = \chi(\mathbf{B} + \mathbf{B}_\Lambda) + \delta\mathbf{m}$. Для продольной компоненты \mathcal{M}_ℓ полной намагниченности получаем:

$$\mathcal{M}_\ell = -m_B K\mathbf{i} + M_B \mathbf{b}, \quad (3.19)$$

где $M_B = M \sin \theta + \chi(B + \Lambda M \sin \theta) - A_B m_B$. Из (3.19) вытекают следующие свойства симметрии полной продольной намагниченности \mathcal{M}_ℓ , рассматриваемой как функция трех единичных векторов \mathbf{k} , \mathbf{b} и \mathbf{i} :

$$\mathcal{M}_\ell(-\mathbf{k}, \mathbf{b}, -\mathbf{i}) = \mathcal{M}_\ell(\mathbf{k}, \mathbf{b}, \mathbf{i}); \quad \mathcal{M}_\ell(-\mathbf{k}, -\mathbf{b}, \mathbf{i}) = \mathcal{M}_\ell(\mathbf{k}, -\mathbf{b}, -\mathbf{i}) = -\mathcal{M}_\ell(\mathbf{k}, \mathbf{b}, \mathbf{i}). \quad (3.20)$$

Выражение (3.19) описывает эффект невзаимности, проявляющийся в том, что продольная намагниченность гелимагнетика меняет своё значение при изменении направления пропускания тока через образец, $\mathcal{M}_\ell(\mathbf{k}, \mathbf{b}, -\mathbf{i}) \neq \mathcal{M}_\ell(\mathbf{k}, \mathbf{b}, \mathbf{i})$, а также эффект магнитохиральной анизотропии, проявляющийся в том, что продольные намагниченности двух гелимагнетиков с разной хиральностью имеют разное значение при прочих равных условиях: $\mathcal{M}_\ell(-\mathbf{k}, \mathbf{b}, \mathbf{i}) \neq \mathcal{M}_\ell(\mathbf{k}, \mathbf{b}, \mathbf{i})$.

Эффект магнитохиральной анизотропии продольной намагниченности может быть использован для экспериментального определения хиральности образца по измерениям полной продольной намагниченности при двух различных направлениях магнитного поля. Векторной характеристикой магнитохиральной анизотропии продольной намагниченности удобно выбрать сумму намагниченностей $\bar{\mathcal{M}} = \mathcal{M}_\ell(\mathbf{k}, \mathbf{b}, \mathbf{i}) + \mathcal{M}_\ell(\mathbf{k}, -\mathbf{b}, \mathbf{i})$. Из (3.19) легко видеть, что $\bar{\mathcal{M}} = -2m_B K \mathbf{i}$. Направление вектора $\bar{\mathcal{M}}$ оказывается не зависящим от направления магнитного поля, в котором измеряются $\mathcal{M}_\ell(\mathbf{k}, \mathbf{b}, \mathbf{i})$ и $\mathcal{M}_\ell(\mathbf{k}, -\mathbf{b}, \mathbf{i})$. Это свойство, например, может быть использовано для определения хиральности с помощью гальваномагнитных экспериментов. Если определенное из эксперимента направление суммарной намагниченности $\bar{\mathcal{M}}$ окажется сонаправленным с направлением протекания электрического тока \mathbf{j} , то это означает, что исследуемый гелимагнетик имеет хиральность $K = +1$, соответствующую правозакрученной магнитной спирали. Соответственно, если $\bar{\mathcal{M}} \uparrow \downarrow \mathbf{j}$, то хиральность такого гелимагнетика $K = -1$. Для гелимагнетика любой хиральности абсолютная величина $\bar{\mathcal{M}}$ намагниченности $\bar{\mathcal{M}}$ пропорциональна текущему току. Экспериментальные доказательства существования кинетического магнитоэлектрического эффекта недавно были получены в работе [89], где изучался ядерный магнитный резонанс в теллуре – немагнитном полупроводнике с сильным спин-орбитальным взаимодействием, имеющем хиральное атомное упорядочение.

Как следует из (3.19), величина продольной намагниченности $\mathcal{M}_\ell = M_B - \varepsilon m_B$. При фиксированных значениях магнитного поля и тока \mathcal{M}_ℓ может принимать два значения: $\mathcal{M}_{\ell,B}^{(+)}$ и $\mathcal{M}_{\ell,B}^{(-)}$. Прямой характеристикой величины магнитохиральной анизотропии в кинетическом магнитоэлектрическом эффекте может служить разность намагниченностей $\mathcal{M}_{\ell,B}^{(-)}$ и $\mathcal{M}_{\ell,B}^{(+)}$, равная $\Delta\mathcal{M}_{\ell,B} = \mathcal{M}_{\ell,B}^{(-)} - \mathcal{M}_{\ell,B}^{(+)} = 2m_B$. При $B = 0$ величина $\Delta\mathcal{M}_{\ell,B}$ достигает своего максимального значения, равного $\Delta\mathcal{M}_{\ell,0} = 2m_0$. Для металлических гелимагнетиков $\Delta\mathcal{M}_{\ell,0} \approx 2\chi qw/\gamma$. Поскольку намагниченности $\mathcal{M}_{\ell,B}^{(\pm)}$ линейно связаны с хиральным магнетосопротивлением $R_B^{(\pm)}$, то к $\mathcal{M}_{\ell,B}^{(\pm)}$ напрямую относятся все выводы о возможности наблюдения при изучении эффекта КМЭЭ магнитохирального кинетического резонанса, описанного нами в предыдущем разделе, посвящённом эффекту ЭМХЭ.

3.5 Заключение и выводы по главе 3

В настоящей работе мы продемонстрировали, что взаимодействие спинов электронов проводимости с пространственно-неоднородными эффективными магнитными полями обменного происхождения в хиральных гелимагнетиках даёт естественное объяснение двум физическим эффектам: электрическому магнитохиральному эффекту (ЭМХЭ) и кинетическому магнитоэлектрическому эффекту (КМЭЭ). Проявление взаимодействия спина движущихся частиц с неоднородным магнитным полем впервые было экспериментально зафиксировано в знаменитом эксперименте Штерна и Герлаха [1]. Мы показали, что оба эти эффекта, ЭМХЭ и КМЭЭ, имеют одно и то же физическое происхождение, а внешняя картина их проявления определяется симметричными свойствами тензора третьего ранга $\mathbf{k} \otimes \mathbf{b} \otimes \mathbf{i}$, составленного как тензорное произведение трех векторов: вектора хиральности гелимагнетика \mathbf{k} , вектора направления внешнего магнитного поля \mathbf{b} и вектора направления потока электронов \mathbf{i} . Все эффекты невзаимности в хиральных гелимагнетиках «управляются» поведением псевдоскалярной величины $\varepsilon = e^{(3)} \dots [\mathbf{k} \otimes \mathbf{b} \otimes \mathbf{i}]$, которая определяется как тройное скалярное произведение единичного тензора третьего ранга $e^{(3)}$ и тензора $\mathbf{k} \otimes \mathbf{b} \otimes \mathbf{i}$. Эта характеристика магнитохиральных эффектов в гелимагнетиках явно выражается через параметр хиральности $K = \pm 1$ соотношением $\varepsilon = K(\mathbf{b} \cdot \mathbf{i})$.

Все характеристики эффектов ЭМХЭ и КМЭЭ представлены в терминах характерных частот спиновой релаксации электронов проводимости и частот их ларморовской прецессии. Показано, что эффективная частота электронной спиновой релаксации в гелимагнетике ν_H складывается из трех составляющих: ν_S , ν_D и ν_P . Вклад ν_S – это скорость спин-решёточной релаксации, обусловленной рассеянием электронов проводимости на дефектах кристаллической решётки из-за наличия спин-орбитального взаимодействия. Слагаемое ν_D описывает скорость изменения среднего спина электронов из-за их «диффузионного» ухода из области с данным направлением среднего спина в область с иным направлением спиновой плотности. Составляющая ν_P обусловлена специфическими особенностями ларморовского прецессионного движения спинов движущихся электронов в эффективном обменном поле гелимагнетика в условиях, когда ось прецессионного движения меняет своё направление при движении электрона вдоль оси геликоида. Особенности эффектов ЭМХЭ и КМЭЭ зависят от соотношения вышеперечисленных частот спиновой релаксации и угловых частот прецессии электронов в постоянном внешнем магнитном поле и в эффективном внутреннем обменном поле.

Проведённые численные оценки показывают, что исследованный механизм формирования ЭМХЭ обеспечивает величину эффекта, вполне достаточную для его экспериментального наблюдения. Определены области частот спиновой релаксации и спиновой прецессии, в которых может наблюдаться гигантский электрический магнитохиральный эффект. В условиях существования гигантского электрического магнитохирального эффекта магнетосопротивление гелимагнетика демонстрирует резонансное поведение. Соответствующий эффект назван нами как «магнитохиральный кинетический резонанс». Выявлена физическая природа магнитохирального кинетического резонанса, который имеет место при совпадении частоты ларморовской прецессии электрона в эффективном поле и частоты изменения фазы геликоидального обменного поля, действующего на электрон, движущийся вдоль оси геликоида со скоростью, равной скорости движения потока электронов.

Нами описаны проявления электрической магнитохиральной анизотропии в кинетическом магнитоэлектрическом эффекте. Показано, что экспериментальные исследования эффекта КМЭЭ могут быть использованы для прямого определения хиральности изучаемых образцов гелимагнетиков.

Описанные нами в настоящей главе эффекты обусловлены формированием в гелимагнетике длиннопериодической магнитной структуры типа «коническая спираль» под действием внешнего магнитного поля. Между тем, существуют гелимагнетики, в которых магнитное упорядочение «коническая спираль» реализуется и в отсутствие внешнего магнитного поля. В качестве примеров таких «конических» гелимагнетиков можно указать гольмий и эрбий. Все эффекты, предсказанные нами для систем с «конической спиралью», сформированной под действием внешнего магнитного поля, будут наблюдаться в «конических» гелимагнетиках и в отсутствие внешнего магнитного поля.

Результаты, представленные в главе 3, опубликованы в работах [A1, A2, A3].

4 ЗАВИСЯЩИЙ ОТ ХИРАЛЬНОСТИ ЭФФЕКТ ПЕРЕДАЧИ СПИНОВОГО МОМЕНТА И ИНДУЦИРОВАННОЕ ТОКОМ ВРАЩЕНИЕ СПИНА В ГЕЛИМАГНЕТИКАХ

В последние годы появились работы, в которых была показана возможность посредством эффекта передачи спинового момента (ПСМ) манипулировать намагниченностью гелимагнетиков. Авторами [26–28] с помощью численного моделирования уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта, дополненного феноменологическими «адиабатическим» и «неадиабатическим» членами, было показано, что эффект ПСМ в гелимагнетиках может проявляться как движение спиновой спирали под действием протекающего электрического тока в виде её гармонического вращения вокруг собственной оси. Движение спиновой спирали в хиральном гелимагнетике FeGe, индуцированное электрическим током, было недавно обнаружено на эксперименте [29].

Целью настоящей главы является построение последовательной теории эффекта ПСМ в хиральных проводящих гелимагнетиках. Развитая в главе 2 квантовая теория спинового транспорта электронов проводимости будет использована нами в настоящей главе в качестве основы для описания влияния эффекта ПСМ на динамику намагниченности в хиральных гелимагнетиках (ХГМ). Уравнения движения для намагниченности электронов проводимости, сформулированные в главе 2, будут дополнены уравнениями, описывающими движение намагниченности локализованных электронов и уравнениями Максвелла, описывающими электромагнитное поле, которое генерируется вращением намагниченности.

4.1 Основные уравнения

Хорошо известно, что геликоидальный магнитный порядок в системе локализованных электронов кристаллов без центра инверсии можно описать, если учесть прямое обменное взаимодействие Гейзенберга и взаимодействие Дзялошинского-Мория между локализованными электронами, а также магнито-кристаллическую анизотропию. Весьма эффективный модельный метод описания спиновых взаимодействий основан на представлении о возможности описания квантового состояния электронов, локализованных на узлах кристаллической решётки с номерами n , на языке операторов спина \hat{S}_n . Оператор спина электрона проводимости будем обозначать строчной буквой \hat{s} . Взаимодействие электронов проводимости и локализованных

электронов будем описывать в рамках известной s - d -обменной модели. Спиновый гамильтониан системы, помещённой в магнитное поле индукции \mathbf{B} , запишем в виде

$$\begin{aligned} \hat{\mathcal{H}} = & -(1/2) \left\{ \sum_{n,m} I_{nm} \hat{\mathbf{S}}_n \cdot \hat{\mathbf{S}}_m + \sum_{n,m} \mathcal{D}_{nm} \cdot [\hat{\mathbf{S}}_n \times \hat{\mathbf{S}}_m] - \mathcal{K} \sum_n (\hat{\mathbf{S}}_n \cdot \mathbf{e}_z)^2 \right\} + \\ & + g\mu_B \left(\sum_n \hat{\mathbf{S}}_n + \sum_i \hat{\mathbf{s}}_i \right) \cdot \mathbf{B} - \sum_{i,n} I(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_n) \hat{\mathbf{s}}_i \cdot \hat{\mathbf{S}}_n. \end{aligned} \quad (4.1)$$

Здесь I_{nm} – величины гейзенберговского обменного взаимодействия спинов, локализованных на узлах решётки с номерами n и m , векторные величины \mathcal{D}_{nm} характеризуют анизотропное взаимодействие Дзялошинского-Мория между спинами $\hat{\mathbf{S}}_n$ и $\hat{\mathbf{S}}_m$, $I(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_n)$ – интеграл s - d -обменного взаимодействия электрона проводимости с координатой \mathbf{r}_i и электронов, локализованных на узле \mathbf{r}_n , \mathcal{K} – константа одноионной анизотропии, g – g -фактор электрона, μ_B – магнетон Бора, \mathbf{e}_z – единичный вектор, указывающий вдоль предпочтительного направления в магнитно-одноосном кристалле, который в данной главе предполагался совмещённым с осью OZ .

Перейдём от квантово-механического описания системы на языке спиновых операторов $\hat{\mathbf{S}}_n$ к классическому путём формальной замены в спиновом гамильтониане $\hat{\mathcal{H}}$ операторов спина на классические векторы $\mathbf{S}_n = -(V/g\mu_B)\mathbf{M}(\mathbf{r}_n)$, где $\mathbf{M}(\mathbf{r}_n)$ – намагниченность локализованных электронов в узлах решётки \mathbf{r}_n , V – объем ячейки Вигнера-Зейтца кристалла. Считая намагниченность $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ величиной, непрерывно меняющейся в координатном пространстве, из (4.1) получаем следующее представление для плотности магнитной энергии кристалла в терминах намагниченностей локализованных электронов $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ и электронов проводимости $\mathbf{m}(\mathbf{r})$:

$$\begin{aligned} \mathcal{F} = & -(1/2) \left\{ C\mathbf{M}^2 + \mathbf{M} \cdot \nabla \cdot \mathcal{A} \cdot \nabla \mathbf{M} - 2\mathbf{M} \cdot [\mathcal{D} \cdot \nabla \times \mathbf{M}] - \mathcal{B}(\mathbf{M} \cdot \mathbf{e}_z)^2 \right\} - \\ & - (\mathbf{M} + \mathbf{m}) \cdot \mathbf{B} - \Lambda \mathbf{M} \cdot \mathbf{m}. \end{aligned} \quad (4.2)$$

Здесь $C = (V/g^2\mu_B^2) \sum_m I_{0m}$, $\mathcal{A} = (V/2g^2\mu_B^2) \sum_m I_{0m} \delta \mathbf{r}_{m0} \otimes \delta \mathbf{r}_{m0}$, $\mathcal{D} = (V/2g^2\mu_B^2) \sum_m \mathcal{D}_{0m} \otimes \delta \mathbf{r}_{m0}$, $\mathcal{B} = (V/g^2\mu_B^2) \mathcal{K}$, $\Lambda = (1/g^2\mu_B^2) \int I(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r}$. Знак \otimes используется нами для обозначения тензорного произведения векторов, так что величины \mathcal{A} и \mathcal{D} в уравнении (4.2) – тензоры второго ранга. Ограничиваясь рассмотрением кристаллов кубической симметрии, представим тензоры \mathcal{A} и \mathcal{D} в виде $\mathcal{A} = \mathcal{A}\mathbf{E}$ и $\mathcal{D} = \mathcal{D}\mathbf{E}$, где \mathcal{A} и \mathcal{D} – константы, а \mathbf{E} – единичный тензор второго ранга. Величина \mathcal{A} получила название «обменная жёсткость», тогда как для словесной идентификации величины \mathcal{D} используется специальный термин «спирализация».

Вычисляя свободную энергию кристалла $F = \int \mathcal{F} d^3\mathbf{r}$ и затем вариационные производные от F по переменным \mathbf{m} и \mathbf{M} , находим действующие на намагниченности \mathbf{m} и \mathbf{M} эффективные магнитные поля $\mathbf{B}_m^{(\text{eff})} = -\delta F/\delta \mathbf{m}$ и $\mathbf{B}_M^{(\text{eff})} = -\delta F/\delta \mathbf{M}$:

$$\mathbf{B}_m^{(\text{eff})} = \mathbf{B} + \Lambda \mathbf{M}, \quad (4.3)$$

$$\mathbf{B}_M^{(\text{eff})} = \mathbf{B} + \mathcal{A} \Delta \mathbf{M} - \mathcal{B} (\mathbf{M} \cdot \mathbf{e}_z) \mathbf{e}_z + \mathcal{C} \mathbf{M} - 2\mathcal{D} [\nabla \times \mathbf{M}] + \Lambda \mathbf{m}. \quad (4.4)$$

Динамику намагниченности \mathbf{m} будем описывать уравнением типа Блоха-Торри (вывод уравнения произведён в главе 2), которое учитывает спиновые диффузионные токи, переносимые электронами проводимости:

$$\partial \mathbf{m} / \partial t + \gamma [\mathbf{m} \times \mathbf{B}_m^{(\text{eff})}] + \nabla \cdot \mathbf{J}_m + \delta \mathbf{m} / \tau_s = 0. \quad (4.5)$$

Второй член левой части уравнения (4.5) описывает прецессионное движение \mathbf{m} в эффективном магнитном поле $\mathbf{B}_m^{(\text{eff})}$. В третьем члене в (4.5), который описывает изменения \mathbf{m} под действием протекания спиновых токов, фигурирует величина \mathbf{J}_m – тензор плотности потока намагниченности электронов проводимости. Используя строгий вывод уравнений движения для тензора спинового тока, приведённый в главе 2, мы можем записать тензор \mathbf{J}_m в виде

$$\mathbf{J}_m = -D \nabla \otimes \delta \mathbf{m} + \mathbf{w} \otimes \mathbf{m}. \quad (4.6)$$

Первое слагаемое в правой части уравнения (4.6) описывает диффузионный спиновый ток, возникающий в неоднородно намагниченной системе электронов проводимости. Здесь D – коэффициент электронной диффузии, а $\delta \mathbf{m} \equiv \mathbf{m} - \chi \mathbf{B}_m^{(\text{eff})}$ – это отклонение электронной намагниченности \mathbf{m} от своего локально-равновесного значения $\chi \mathbf{B}_m^{(\text{eff})}$, где величина χ – это восприимчивость Паули газа электронов проводимости. Второе слагаемое в правой части уравнения (4.6) описывает пространственный перенос спинового момента потоком электронов, движущихся с дрейфовой скоростью \mathbf{w} . Последняя определяет величину плотности электрического тока \mathbf{j} , текущего в системе: $\mathbf{j} = N e \mathbf{w}$, где N – плотность электронов проводимости, e – заряд электрона. Выражение (4.6) для спинового электронного тока справедливо, если циклотронная частота Ω_C , отвечающая движению электронов проводимости по циклотронным орбитам вследствие действия на заряд электрона силы Лоренца, и Ларморовские частоты Ω_L и Ω_Λ , характеризующие прецессионное движение электронного спина, малы по сравнению с $1/\tau_o$, где τ_o – время релаксации импульса электронов проводимости. Ещё одним условием справедливости (4.6) является возможность пренебрежения эффектом влияния неоднородного обменного поля на орбитальное движение электронов проводимости из-за наличия у них спина.

Кроме того, при записи спинового тока (4.6) мы пренебрегли слабой асимметрией спин-орбитального рассеяния.

В последнем члене левой части уравнения (4.5), который описывает спин-решёточную релаксацию намагниченности \mathbf{m} к её локально-равновесному значению $\chi \mathbf{V}_m^{(\text{eff})}$, величина τ_s – время спин-решёточной релаксации электронов проводимости.

Для описания динамики намагниченности \mathbf{M} будем использовать уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта

$$\partial \mathbf{M} / \partial t + \gamma [\mathbf{M} \times \mathbf{V}_M^{(\text{eff})}] + (\alpha / M) [\partial \mathbf{M} / \partial t \times \mathbf{M}] = 0, \quad (4.7)$$

в котором γ – гиромагнитное отношение, α – постоянная затухания Гильберта, определяющая скорость затухания колебаний намагниченности \mathbf{M} , $M = |\mathbf{M}|$. Использование уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта обеспечивает безусловное сохранение длины M вектора намагниченности \mathbf{M} .

Подставляя в уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта (4.7) все слагаемые выражения (4.4) для эффективного магнитного поля $\mathbf{V}_M^{(\text{eff})}$, мы можем записать уравнение в следующем виде

$$\partial \mathbf{M} / \partial t + \gamma [\mathbf{M} \times (\mathbf{V} + \mathbf{V}_B)] + \nabla \cdot \mathbf{J}_M + (\alpha / M) [\partial \mathbf{M} / \partial t \times \mathbf{M}] + \mathbf{T} = 0. \quad (4.8)$$

Второй член $\gamma [\mathbf{M} \times (\mathbf{V} + \mathbf{V}_B)]$ левой части уравнения (4.8) получен в результате подстановки в уравнение (4.7) первых трех слагаемых из выражения (4.4) для $\mathbf{V}_M^{(\text{eff})}$. Он описывает прецессию намагниченности \mathbf{M} под действием поля \mathbf{V} и поля одноосной анизотропии $\mathbf{V}_B = \mathcal{B}(\mathbf{M} \cdot \mathbf{e}_z) \mathbf{e}_z$. Третий член $\nabla \cdot \mathbf{J}_M$ получен после подстановки в (4.7) четвёртого и пятого слагаемых из выражения (4.4). Используя легко доказываемые соотношения тензорной алгебры $[\mathbf{M} \times \Delta \mathbf{M}] = -\nabla \cdot [(\nabla \otimes \mathbf{M}) \times \mathbf{M}]$ и $[\mathbf{M} \times [\nabla \times \mathbf{M}]] = -\nabla \cdot \mathbf{M} \otimes \mathbf{M}$, мы представили результат вышеупомянутой подстановки в виде $\nabla \cdot \mathbf{J}_M$, где ввели тензор «обменного спинового тока»

$$\mathbf{J}_M = -\gamma \mathcal{A} [(\nabla \otimes \mathbf{M}) \times \mathbf{M}] + 2\gamma \mathcal{D} \mathbf{M} \otimes \mathbf{M}. \quad (4.9)$$

Отдельно следует подчеркнуть, что введённый нами обменный спиновый ток \mathbf{J}_M формируется в системе локализованных электронов не за счёт «транспортного» переноса спина в координатном пространстве, как это имеет место быть в случае спинового тока \mathbf{J}_m в системе не взаимодействующих между собой электронов проводимости, а исключительно благодаря обменным взаимодействиям локализованных электронов.

Последний член \mathbf{T} в левой части (4.8) получен подстановкой в (4.7) последнего шестого слагаемого из выражения (4.4). Он определяется уравнением

$$\mathbf{T} = \gamma\Lambda[\mathbf{M} \times \mathbf{m}], \quad (4.10)$$

и описывает эффект ПСМ из системы электронов проводимости в систему локализованных электронов. Вектор \mathbf{T} имеет смысл вращающего момента, действующего на намагниченность \mathbf{M} локализованных электронов со стороны электронов проводимости с намагниченностью \mathbf{m} .

Поскольку изменение во времени и пространстве суммарной намагниченности системы $\mathbf{M} + \mathbf{m}$ порождает в общем случае неоднородное переменное электромагнитное поле, систему связанных уравнений движения (4.5), (4.8) следует решать совместно с уравнениями Максвелла для напряжённостей магнитного \mathbf{H} и электрического \mathbf{E} полей:

$$\begin{aligned} [\nabla \times \mathbf{H}] &= (4\pi/c)\mathbf{j} + (1/c)\partial\mathbf{E}/\partial t, \\ [\nabla \times \mathbf{E}] &= -(1/c)\partial\mathbf{B}/\partial t. \end{aligned} \quad (4.11)$$

Зная напряжённости полей $\mathbf{H} = \mathbf{B} - 4\pi(\mathbf{M} + \mathbf{m})$ и \mathbf{E} , можно вычислить вектор Умова-Пойнтинга

$$\mathbf{U} = (c/4\pi)[\mathbf{E} \times \mathbf{H}], \quad (4.12)$$

задающий вектор плотности потока энергии электромагнитного поля, возбуждаемого в гелимагнетике при изменении во времени неоднородной намагниченности.

4.2 Равновесное состояние гелимагнетика

Дальнейшее рассмотрение проведём для случая, когда постоянное внешнее магнитное поле направлено вдоль оси OZ .

В отсутствие электрического тока намагниченности \mathbf{M} и \mathbf{m} в состоянии равновесия не зависят от времени и являются функциями только координаты z . Равновесная намагниченность электронов проводимости равна $\mathbf{m}_L = \chi(\mathbf{B}_L + \Lambda\mathbf{M}_0)$, \mathbf{B}_L – продольная (по отношению к оси OZ) компонента индукции магнитного поля. Равновесное распределение $\mathbf{M}_0(z)$ определяется как экстремаль функционала энергии F , удовлетворяющая условию $|\mathbf{M}_0(z)| = M$, которая обеспечивает минимальное значение функционала F . Для нахождения экстремалей функционала F с дополнительным требованием $\mathbf{M}^2 - M^2 = 0$ требуется решить систему уравнений Эйлера-Пуассона.

Можно показать, что решением уравнения Эйлера-Пуассона с плотностью энергии (4.2) является магнитный геликоид $\mathbf{M}(z) = \mathbf{M}_L + \mathbf{M}_t(z)$. Продольная (по отношению к оси OZ) компонента намагниченности этого геликоида \mathbf{M}_L не зависит от координаты z . Поперечная

компонента \mathbf{M}_t с ростом z изменяется по гармоническому закону $\mathbf{M}_t(z) = M_t(\mathbf{e}_x \cos q_z z + \mathbf{e}_y \sin q_z z)$. При этом длина M_t вектора $\mathbf{M}_t(z)$ сохраняется, а его направление меняется в пространстве с периодом $2\pi/q$, где $q = |\mathbf{q}|$ – волновое число геликоида с волновым вектором $\mathbf{q} = [\mathbf{M}_t \times \partial \mathbf{M}_t / \partial z] / M_t^2$, а $q_z = \mathbf{q} \cdot \mathbf{e}_z$. Величину z -компоненты волнового вектора \mathbf{q} удобно записать в виде $q_z = Kq$, где K – хиральность спиновой спирали, принимающая значения $K = \pm 1$. Далее в работе для характеристики хирального геликоида помимо скалярной величины K мы будем использовать единичный вектор хиральности $\mathbf{k} = \mathbf{q}/q = K\mathbf{e}_z$.

Минимальное значение энергии магнитной спирали в состоянии равновесия достигается, когда волновое число $q = q_0 \equiv |\mathcal{D}|/\mathcal{A}$ и хиральность $K = \text{sgn } \mathcal{D}$. В равновесии получаем связь $\mathbf{M}_{0,\ell}$ и \mathbf{B}_ℓ в виде:

$$\mathbf{M}_{0,\ell} = \frac{1 + \chi\Lambda}{\mathcal{B} + \mathcal{D}^2/\mathcal{A}} \mathbf{B}_\ell. \quad (4.13)$$

В отсутствие магнитного поля реализуется магнитная структура типа «простая спираль», в которой отличны от нуля только поперечные компоненты намагниченности \mathbf{M}_t . Схема магнитной структуры простой спирали приведена на Рисунке 4.1.

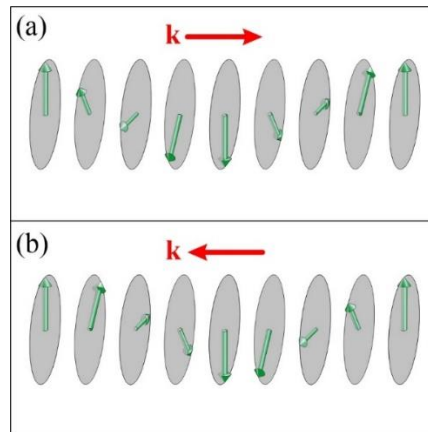


Рисунок 4.1 – Схема пространственной конфигурации простой магнитной спирали гелимагнетика с вектором хиральности \mathbf{k} в отсутствие магнитного поля: а) правозакрученная спираль, хиральность $K = +1$; б) левозакрученная спираль, хиральность $K = -1$

Под действием магнитного поля, направленного вдоль оси магнитной спирали, в гелимагнетике будет формироваться магнитная структура типа «коническая спираль». В такой магнитной структуре и поперечные компоненты намагниченности \mathbf{M}_t , и продольная компонента намагниченности \mathbf{M}_ℓ отличны от нуля. Введём угол конусности магнитной спирали θ ,

характеризующий отклонение вектора \mathbf{M} от плоскости XU соотношением $\sin \theta = (\mathbf{M}_\ell \cdot \mathbf{e}_z) / M$. Тогда для равновесного геликоида мы можем записать $\sin \theta_0 = B_z / B_F$, где $B_z = \mathbf{V} \cdot \mathbf{e}_z$, $B_F = M (\mathcal{B} + \mathcal{D}^2 / \mathcal{A}) / (1 + \chi \Lambda)$. Направление поперечной намагниченности в равновесии не определено при нашем выборе вида анизотропии. При достижении магнитным полем B значения B_F коническая спираль испытывает фазовый переход в «ферромагнитное» состояние, в котором $|\mathbf{M}_\ell| = M$ и $\mathbf{M}_t(z) = 0$. Схема магнитной структуры конической спирали, образованной из простой спирали под действием магнитного поля, направленного вдоль оси магнитного геликоида, приведена на Рисунке 4.2.

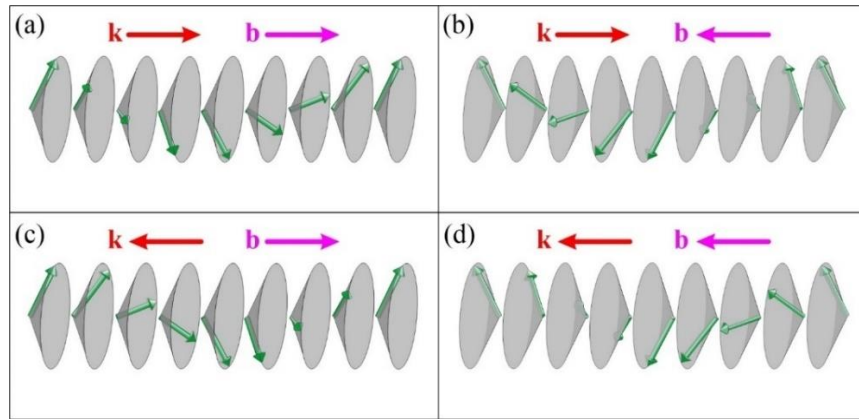


Рисунок 4.2 – Схема конфигураций покоящейся конической магнитной спирали гелимагнетика в магнитном поле, направление которого задано единичным вектором $\mathbf{b} = \mathbf{V}_\ell / |\mathbf{V}_\ell|$:

- а) правозакрученная, $\mathbf{b} \uparrow \uparrow \mathbf{k}$; б) правозакрученная, $\mathbf{b} \uparrow \downarrow \mathbf{k}$; в) левозакрученная, $\mathbf{b} \uparrow \downarrow \mathbf{k}$;
 д) левозакрученная, $\mathbf{b} \uparrow \uparrow \mathbf{k}$

4.3 Магнитная динамика гелимагнетика

Исследуем динамику намагниченностей \mathbf{m} и \mathbf{M} в условиях протекания в гелимагнетике вдоль оси магнитной спирали постоянного электрического тока плотности \mathbf{j}_ℓ . Мы покажем, что система связанных уравнений для \mathbf{m} , \mathbf{M} и \mathbf{V} имеет решение, описывающее гармоническое вращение магнитной спирали вокруг своей оси с частотой ω , величина которой зависит от \mathbf{j}_ℓ . Будем искать решения для \mathbf{m} , \mathbf{M} и \mathbf{V} в предположении, что длины векторов \mathbf{m}_t , \mathbf{M}_t и \mathbf{V}_t не зависят от координат и времени, тогда как их направления меняются по закону $\sim [\mathbf{e}_x \cos(q_z z - \omega t) + \mathbf{e}_y \sin(q_z z - \omega t)]$.

При решении уравнений Максвелла (4.11) будем предполагать, что плотность тока \mathbf{j} связана с электрическим полем \mathbf{E} законом Ома $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$, где σ – удельная электропроводность магнетика. Тогда из (4.11) получаем, что поперечные компоненты магнитной индукции \mathbf{B} и суммарной намагниченности $\mathcal{M} = \mathbf{M} + \mathbf{m}$ гелимагнетика связаны уравнением $\mathbf{B}_t = \eta_{\parallel} \mathcal{M}_t + \eta_{\perp} [\mathbf{e}_z \times \mathcal{M}_t]$. Фигурирующие в этом уравнении величины η_{\parallel} и η_{\perp} в пренебрежение токами смещения могут быть записаны в виде $\eta_{\parallel} = 4\pi / (1 + \widehat{\xi}^2)$, $\eta_{\perp} = 4\pi \widehat{\xi} / (1 + \widehat{\xi}^2)$, где $\widehat{\xi} = \omega / \Omega_{\sigma}$, $\Omega_{\sigma} = q^2 c^2 / 4\pi \sigma$. Далее мы будем полагать, что во всей области рассматриваемых нами частот $\omega \ll \Omega_{\sigma}$ и тогда $\widehat{\xi} \ll 1$, $\eta_{\parallel} \approx 4\pi$, $\eta_{\perp} \approx 4\pi \widehat{\xi}$.

Существенным обстоятельством, значительно облегчающим решение системы уравнений (4.5)-(4.10), служит наличие в теории малого параметра χ . Численно значение восприимчивости Паули χ на несколько порядков величины меньше единицы. Оценки χ для некоторых конкретных металлических гелимагнетиков будут приведены ниже в разделе 4.5. Принимая во внимание обсуждаемые диапазоны параметров, оценивается, что $\chi \sim 10^{-7} \div 10^{-6}$.

Величина обменного s - d -взаимодействия характеризуется безразмерным параметром Λ . Для типичных проводящих магнетиков величина Λ значительно больше единицы. Ниже в разделе 4.5 мы приведём оценки Λ для некоторых металлических гелимагнетиков. Учитывая обсуждаемые значения параметров, можно ожидать, что $\Lambda \sim 10^3 \div 10^4$. С учётом рассмотренных диапазонов параметров χ и Λ оценивается, что $\chi \Lambda \ll 1$.

Из уравнения (4.5) с учётом малости параметров χ , Λ^{-1} , $\chi \Lambda$ и $\widehat{\xi}$ вытекает следующая система уравнений для $\delta \mathbf{m}_t$ и $\delta \mathbf{m}_\ell$:

$$\begin{aligned} (\omega - \mathbf{q} \cdot \mathbf{w} + \Omega_z + \Omega_{\Lambda} \sin \theta) [\delta \mathbf{m}_t \times \mathbf{e}_z] + (v_s + v_D) \delta \mathbf{m}_t + \\ + \gamma \Lambda [\delta \mathbf{m}_\ell \times \mathbf{M}_t] = \chi (\mathbf{q} \cdot \mathbf{w} - \omega) [(\mathbf{B}_t + \Lambda \mathbf{M}_t) \times \mathbf{e}_z], \end{aligned} \quad (4.14)$$

$$v_s \delta \mathbf{m}_\ell + \gamma [\delta \mathbf{m}_t \times (\mathbf{B}_t + \Lambda \mathbf{M}_t)] = 0. \quad (4.15)$$

В уравнении (4.14) введены обозначения: $\Omega_z = \gamma B_z$ – ларморовская частота прецессии в поле B_z , $\Omega_{\Lambda} = \gamma \Lambda M$ – частота прецессии в обменном поле ΛM , $v_s = 1/\tau_s$ – скорость спин-решёточной релаксации, $v_D = q^2 D$ – скорость «спин-диффузионной» релаксации. Решение системы уравнений (4.14)-(4.15) можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \delta \mathbf{m}_\ell = -(\gamma/v_s) \chi_{\perp} (\mathbf{B}_t + \Lambda \mathbf{M}_t)^2 \mathbf{e}_z, \\ \delta \mathbf{m}_t = \chi_{\parallel} (\mathbf{B}_t + \Lambda \mathbf{M}_t) + \chi_{\perp} [(\mathbf{B}_t + \Lambda \mathbf{M}_t) \times \mathbf{e}_z], \end{aligned} \quad (4.16)$$

где компоненты χ_{\perp} и χ_{\parallel} тензора поперечной магнитной проницаемости определяются как

$$\chi_{\perp} = \chi(\mathbf{q} \cdot \mathbf{w} - \omega) / v, \quad (4.17)$$

$$\chi_{\parallel} = \chi(\mathbf{q} \cdot \mathbf{w} - \omega)(\omega + \Omega_z + \Omega_{\Lambda} \sin \theta - \mathbf{q} \cdot \mathbf{w}) / v(v_S + v_D), \quad (4.18)$$

где $v = v_S + v_D + (\Omega_{\Lambda}^2 / v_S) \cos^2 \theta + (\omega + \Omega_z + \Omega_{\Lambda} \sin \theta - \mathbf{q} \cdot \mathbf{w})^2 / (v_S + v_D)$.

Подставляя полученные выражения для $\delta \mathbf{m}_e$ и $\delta \mathbf{m}_i$ в уравнение (4.10) для \mathbf{T} , из уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта (4.8) получаем замкнутую систему уравнений для продольной \mathbf{M}_e и поперечной \mathbf{M}_i компонент намагниченности \mathbf{M} . Условие существования решения этой системы уравнений в виде геликоидальной волны с волновым вектором \mathbf{q} с использованием сформулированных выше предположений о малости параметров $\chi \Lambda$ и $\hat{\xi}$ можно записать в виде системы двух связанных уравнений:

$$(\alpha + \Omega_M / \Omega_{\sigma}) \omega - \chi_{\perp} \Lambda \Omega_{\Lambda} = 0, \quad (4.19)$$

$$\omega + \Omega_z - \Omega \sin \theta = 0. \quad (4.20)$$

Здесь $\Omega_M = 4\pi\gamma M$, $\Omega_F = \gamma B_F$, $\Omega = \Omega_F + \Omega_M \left[1 - (1/4\pi) \mathcal{A}(q - q_0)^2 \right]$.

Волновое число q определяется из условия минимума магнитной энергии F . Если обменная жёсткость \mathcal{A} достаточно велика, так что выполняется условие $\mathcal{A}q_0^2 > 1$, то q может быть представлено в виде $q = q_0 \left(1 + 16\pi \hat{\xi}^2 / \mathcal{A}q_0^2 \right)$. Легко видеть, что длина волны вращающейся геликоиды всегда несколько меньше таковой неподвижной магнитной спирали. В силу выполнения условия $\hat{\xi} \ll 1$ отклонение q от равновесного значения q_0 мало и далее мы будем им пренебрегать, полагая $q = q_0$ и $\Omega = \Omega_F + \Omega_M$.

Дальнейшее рассмотрение проведём в предположении, что величина дрейфовой скорости электронов проводимости w мала по сравнению с величиной qD . Условие $w/qD \ll 1$ позволяет нам при вычислении величины v опустить слагаемое $\mathbf{q} \cdot \mathbf{w}$. Воспользовавшись уравнением (4.20), мы можем теперь представить эффективную скорость спиновой релаксации электронов проводимости в ХГМ v в виде

$$v = v_S + v_D + (\Omega_{\Lambda}^2 / v_S) \cos^2 \theta + \left[(\Omega + \Omega_{\Lambda})^2 / (v_S + v_D) \right] \sin^2 \theta, \quad (4.21)$$

где угол θ , задающий конусность магнитной спирали, определяется как

$$\theta = \arcsin \left[(\omega + \Omega_z) / \Omega \right]. \quad (4.22)$$

Подставляя в уравнение (4.19) выражение (4.17) для χ_{\perp} , получаем неявное выражение для частоты ω :

$$\omega = \frac{T}{\alpha_{\text{eff}} + T} (\mathbf{q} \cdot \mathbf{w}), \quad (4.23)$$

где $T = \chi \Lambda \Omega_{\Lambda} / v$ – безразмерная величина, характеризующая эффективность процесса ПСМ в гелимагнетике, $\alpha_{\text{eff}} = \alpha + \tilde{\beta}$, где $\tilde{\beta} = \Omega_M / \Omega_{\sigma}$ – параметр затухания магнитных колебаний, обусловленного потерями на возбуждение электромагнитного поля.

Уравнение (4.23) описывает в явном виде эффект преобразования линейного движения электронов проводимости, перемещающихся в пространстве с дрейфовой скоростью \mathbf{w} , во вращательное движение магнитной спирали гелимагнетика с частотой ω .

Теоретически возможность посредством эффекта ПСМ манипулировать намагниченностью гелимагнетиков была ранее предсказана в [25–29]. В [26–29] 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. Было установлено, что при протекании электрического тока через гелимагнетик спиновая спираль смещается как целое, что эквивалентно гармоническому вращению спирали вокруг своей оси. Показано, что скорость смещения геликоида линейно зависит от приложенного электрического тока. Обнаружено, что при пропускании тока через гелимагнетик происходит переход от спинового упорядочения типа «простая спираль» к упорядочению «коническая спираль», причём с ростом тока угол отклонения от простой спирали увеличивается. В работе [25] динамика спиральной волны спиновой плотности при протекании тока в гелимагнетике с анизотропией типа «лёгкая плоскость» была изучена с помощью объединения расчётов из первых принципов и полуклассической теории линейного отклика. Аналогично феноменологическим расчётам было получено, что крутящий момент, индуцированный током, вызывает вращение спиновой спирали как целого.

Следует особо отметить, что это же уравнение (4.23) описывает и обратный эффект: вращение магнитной спирали гелимагнетика, созданное внешним электромагнитным полем с частотой ω , может быть преобразовано в постоянный электрический ток, носителями которого являются электроны проводимости, имеющие дрейфовую скорость \mathbf{w} . Этот обратный эффект можно описать уравнением

$$\mathbf{w} = \left(1 + \frac{\alpha_{\text{eff}}}{T} \right) \frac{\omega}{q} \mathbf{k}. \quad (4.24)$$

Теоретически возможность генерации электрического тока из-за возникновения движения спиральной волны спиновой плотности используя методы квантовой кинетики была впервые предсказана в [102]. В работе [103] было теоретически доказано, что пространственно

однородное, но гармонически изменяющееся со временем, магнитное поле может вызывать вращение спирали намагниченности гелимагнетиков, что в итоге приведёт к генерации электрического тока вдоль оси спирали. Генерация электрического тока при возникновении вращения спирали в ограниченном гелимагнетике была изучена численно в работе [104].

Можно показать, что абсолютная величина вектора Умова-Пойнтинга, определенного уравнением (4.12), в рамках принятых приближений может быть представлена в виде

$$U \approx 4\pi \frac{w^3 M^2}{c^2} \left(\frac{T}{\alpha_{\text{eff}} + T} \right)^3 \cos^2 \theta. \quad (4.25)$$

Направление распространения излучения, совпадающее с направлением вектора Пойнтинга, всегда сонаправлено с направлением вектора электронного потока \mathbf{i} вне зависимости от хиральности магнетика.

Из вида уравнения (4.20) с очевидностью следует, что условием справедливости результата (4.23) является неравенство $|\omega + \Omega_z| \leq \Omega$. Здесь частота Ω_z может принимать как положительные, так и отрицательные значения в зависимости от направления постоянного магнитного поля \mathbf{B}_ℓ . Пусть для определённости векторы \mathbf{B}_ℓ и \mathbf{e}_z антипараллельны, тогда $\Omega_z = -\Omega_L$, где $\Omega_L \geq 0$ – ларморовская частота. Тогда условие применимости уравнения (4.23) можно записать в виде $-\Omega + \Omega_L \leq \omega \leq \Omega + \Omega_L$. Если векторы \mathbf{B}_ℓ и \mathbf{e}_z параллельны, то $\Omega_z = +\Omega_L$ и условие применимости уравнения (4.23) записывается в виде $-\Omega - \Omega_L \leq \omega \leq \Omega - \Omega_L$. Таким образом, протекающий в гелимагнетике постоянный электрический ток может возбуждать вращение магнитной спирали гелимагнетика, частота которого может достигать максимального значения $\omega_{\text{max}} = \Omega + \Omega_L$.

4.4 Динамика магнитной спирали при отсутствии внешнего магнитного поля

В отсутствие внешнего магнитного поля $\Omega_L = 0$, а уравнение (4.23) справедливо в области частот $-\Omega \leq \omega \leq \Omega$. При этом максимально возможное значение частоты вращения геликоида определяется величиной $\Omega = \Omega_F + \Omega_M$. Из уравнений (4.22)-(4.23) следует, что протекание электрического тока вдоль оси магнитной спирали приводит не только к её вращению, но и к изменению формы спирали. В отсутствие внешнего магнитного поля угол конусности спирали, приведённой во вращение с частотой ω , согласно (4.22), определяется уравнением

$$\theta = \arcsin \frac{\omega}{\Omega}. \quad (4.26)$$

Из уравнения (4.23) с очевидностью следует, что знак частоты вращения геликоиды, возникающего под действием движения электронов с транспортной скоростью \mathbf{w} , определяется знаком скалярного произведения $(\mathbf{k} \cdot \mathbf{i})$, в котором $\mathbf{k} = \mathbf{q}/q$ – единичный вектор хиральности, а $\mathbf{i} = \mathbf{w}/w$ – единичный вектор в направлении движения потока электронов проводимости. Зависимость направления вращения спирали намагниченности СМ и направления её конусности от взаимной ориентации векторов хиральности \mathbf{k} и потока \mathbf{i} в отсутствие внешнего магнитного поля схематически изображена на Рисунке 4.3.

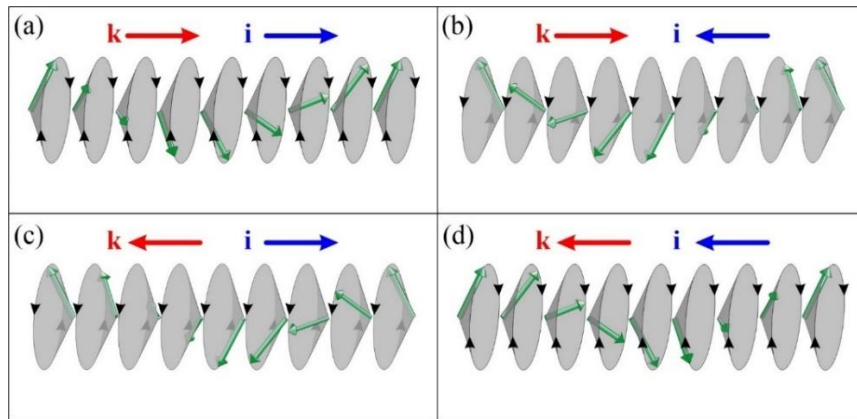


Рисунок 4.3 – Схема конфигураций конической магнитной спирали гелимагнетика с хиральностью \mathbf{k} , вращающейся под действием потока электронов, направление которого задано единичным вектором \mathbf{i} , в отсутствие магнитного поля: а) правозакрученная, $\mathbf{i} \uparrow \uparrow \mathbf{k}$; б) правозакрученная, $\mathbf{i} \uparrow \downarrow \mathbf{k}$; в) левозакрученная, $\mathbf{i} \uparrow \downarrow \mathbf{k}$; д) левозакрученная, $\mathbf{i} \uparrow \uparrow \mathbf{k}$

В силу того, что величина v , определяемая выражением (4.21), существенно зависит от угла θ , а последний, согласно (4.26), зависит от ω , соотношение (4.23) является уравнением для нахождения ω как функции независимой переменной w . Соответственно, соотношение (4.24) является уравнением для нахождения w как функции независимой переменной ω . Ниже мы проведём детальный анализ особенностей решений этих уравнений. Для определённости рассмотрим случай, когда векторы \mathbf{i} и \mathbf{k} сонаправлены.

Введём в рассмотрение безразмерные параметры $\bar{v}_s = v_s/\Omega_\Lambda$, $\bar{v}_D = v_D/\Omega_\Lambda$ и $a = \alpha_{\text{eff}}/\chi\Lambda$. а также безразмерные переменные величины $\bar{w} = wq/\Omega$, $\bar{\omega} = \omega/\Omega$ и $\bar{v} = v/\Omega_\Lambda$. В новых обозначениях уравнение (4.23) принимает вид

$$\bar{w} = (1 + a\bar{v})\bar{\omega}. \quad (4.27)$$

Переменная \bar{w} в этом уравнении определена на полуоси $\bar{w} \geq 0$, тогда как значения $\bar{\omega}$ ограничены и лежат в области $0 \leq \bar{\omega} \leq 1$.

Фигурирующую в уравнении (4.27) величину $\bar{v} = v/\Omega_\Lambda$ с учётом выражения (4.21) для v и соотношения (4.26) можно представить в виде:

$$\bar{v} = \bar{v}_0 + (\bar{v}_1 - \bar{v}_0)\bar{\omega}^2, \quad (4.28)$$

где $\bar{v}_0 = \bar{v}_s + \bar{v}_D + 1/\bar{v}_s$ и $\bar{v}_1 = \bar{v}_s + \bar{v}_D + (1 + \Omega/\Omega_\Lambda)^2 / (\bar{v}_s + \bar{v}_D)$. Согласно (4.28), величину \bar{v} можно рассматривать как функцию $\bar{\omega}$. Функция $\bar{v}(\bar{\omega})$ при изменении $\bar{\omega}$ от 0 до 1 меняется от значения \bar{v}_0 до значения \bar{v}_1 .

Подставляя (4.28) в (4.27), получаем следующее уравнение для нахождения $\bar{\omega}$ как функции \bar{w} :

$$\bar{w} = \left\{ 1 + a \left[\bar{v}_0 + (\bar{v}_1 - \bar{v}_0)\bar{\omega}^2 \right] \right\} \bar{\omega}. \quad (4.29)$$

Легко видеть, что уравнение (4.29) даёт явный вид функции $\bar{w}(\bar{\omega})$, которая является обратной по отношению к искомой нами функции $\bar{\omega}(\bar{w})$. При достижении $\bar{\omega}$ значения $\bar{\omega} = 1$, переменная \bar{w} согласно (4.29) принимает значение $\bar{w}_1 = 1 + a\bar{v}_1$. В зависимости от соотношения параметров \bar{v}_0 и \bar{v}_1 могут реализоваться два принципиально разных сценария в поведении функции $\bar{w}(\bar{\omega})$.

Сценарий I. Реализуется, когда выполняется условие $\bar{w}'_{\bar{\omega}}(\bar{\omega} = 1) > 0$. Здесь $\bar{w}'_{\bar{\omega}}(\bar{\omega})$ – производная функции $\bar{w}(\bar{\omega})$ по переменной $\bar{\omega}$. Функция $\bar{w}(\bar{\omega})$ является при этом условии монотонно-возрастающей во всем интервале $0 \leq \bar{\omega} \leq 1$. С учётом явного вида $\bar{w}(\bar{\omega})$ (4.29), условие реализации сценария I можно записать в виде

$$a(2\bar{v}_0 - 3\bar{v}_1) < 1. \quad (4.30)$$

При выполнении условия (4.30) искомая функция $\bar{\omega}(\bar{w})$ является монотонно-возрастающей функцией \bar{w} , определенной в интервале $0 \leq \bar{w} \leq \bar{w}_1$, принимающей на границах интервала значения $\bar{\omega}(0) = 0$ и $\bar{\omega}(\bar{w}_1) = 1$. При $\bar{w} > \bar{w}_1$ уравнение (4.29) не имеет решения в области допустимых значений функции $\bar{\omega}(\bar{w})$.

Сценарий II. Реализуется, когда выполняется условие $\bar{w}'_{\bar{\omega}}(\bar{\omega} = 1) < 0$. При этом функция $\bar{w}(\bar{\omega})$ меняется с ростом $\bar{\omega}$ немонотонным образом, достигая своего максимального значения \bar{w}_2 при некотором значении $\bar{\omega} = \bar{\omega}_2$. Значение $\bar{\omega}_2$ можно найти из уравнения $\bar{w}'_{\bar{\omega}}(\bar{\omega}_2) = 0$. С учётом явного вида $\bar{w}(\bar{\omega})$ (4.29), решение этого уравнения можно записать в явном виде:

$$\bar{\omega}_2 = \left[\frac{1 + a\bar{v}_0}{3a(\bar{v}_0 - \bar{v}_1)} \right]^{1/2}. \quad (4.31)$$

Соответственно, для значения \bar{w}_2 получаем:

$$\bar{w}_2 = \frac{2}{3}(1 + a\bar{v}_0)\bar{\omega}_2. \quad (4.32)$$

Подчеркнём, что условием справедливости формул (4.31), (4.32) является неравенство

$$a(2\bar{v}_0 - 3\bar{v}_1) > 1. \quad (4.33)$$

В соответствии с вышеизложенным, в рассматриваемом случае, когда выполняется условие (4.33), функция $\bar{\omega}(\bar{w})$ является многозначной и имеет две ветви. Первая ветвь $\bar{\omega}^{(1)}(\bar{w})$ существует в области $0 \leq \bar{w} \leq \bar{w}_2$. При изменении \bar{w} от 0 до \bar{w}_2 функция $\bar{\omega}^{(1)}(\bar{w})$ монотонно возрастает от значения $\bar{\omega}^{(1)}(0) = 0$ до значения $\bar{\omega}^{(1)}(\bar{w}_2) = \bar{\omega}_2$. Вторая ветвь $\bar{\omega}^{(2)}(\bar{w})$ определена в области $\bar{w}_1 \leq \bar{w} \leq \bar{w}_2$. С ростом \bar{w} от \bar{w}_1 до \bar{w}_2 функция $\bar{\omega}^{(2)}(\bar{w})$ монотонно убывает от значения $\bar{\omega}^{(2)}(\bar{w}_1) = 1$ до значения $\bar{\omega}^{(2)}(\bar{w}_2) = \bar{\omega}_2$. В области $\bar{w}_1 \leq \bar{w} \leq \bar{w}_2$ обе ветви сосуществуют, смыкаясь при $\bar{w} = \bar{w}_2$. В точке смыкания двух ветвей $\bar{\omega} = \bar{\omega}_2$. В случае, если $a\bar{v}_0 \gg 1$ и $\bar{v}_0 \gg \bar{v}_1$, величина $\bar{\omega}_2 \approx \sqrt{3}/3$. Такой частоте вращения спирали соответствует угол $\theta_2 = \arcsin \sqrt{3}/3 \approx 35^\circ$. При $\bar{w} > \bar{w}_2$ уравнение (4.29) не имеет решений в области допустимых значений функции $\bar{\omega}(\bar{w})$.

Представим формальное условие (4.33) реализации сценария II, выраженное в терминах параметров \bar{v}_0 и \bar{v}_1 , в терминах параметров \bar{v}_s и \bar{v}_d . Будем полагать, что для описываемых нами гелимагнетиков выполняется неравенство $\Omega/\Omega_\Lambda \ll 1$. Это позволяет представить параметр \bar{v}_1 в виде $\bar{v}_1 = \bar{v}_s + \bar{v}_d + 1/(\bar{v}_s + \bar{v}_d)$. Тогда можно показать, что для выполнения условия (4.33) необходимо, чтобы выполнялась следующая система неравенств:

$$\bar{v}_s < \frac{1}{\sqrt{3} + 1/2a}, \quad (4.34)$$

$$\bar{v}_d^{(-)} < \bar{v}_d < \bar{v}_d^{(+)}, \quad (4.35)$$

где

$$\bar{v}_d^{(\pm)} = 1/\bar{v}_s - 1/2a \pm \sqrt{(1/\bar{v}_s - 1/2a)^2 - 3} - \bar{v}_s. \quad (4.36)$$

Согласно (4.34), для реализации сценария II необходимо, чтобы параметр \bar{v}_s был достаточно мал. Для значений $\bar{v}_s \ll 1$ условие (4.35) при $a \geq 1$ принимает простой вид: $\bar{v}_s/2 < \bar{v}_d < 2/\bar{v}_s$.

На Рисунке 4.4 приведена схема областей параметров \bar{v}_s и \bar{v}_d , в которых выполняются условия реализации сценариев I и II.

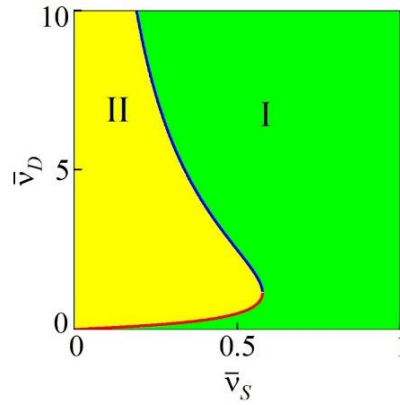


Рисунок 4.4 – Схема областей параметров \bar{v}_S и \bar{v}_D , в которых выполняются условия реализации сценариев I и II, для случая $a \gg 1$. Область I окрашена зеленым, а область II – желтым цветом. Кривая красного цвета представляет функцию $\bar{v}_D^{(-)}(\bar{v}_S)$, а синяя кривая – функцию $\bar{v}_D^{(+)}(\bar{v}_S)$

Отдельного обсуждения требует вопрос об условиях достижения максимально возможной частоты вращения магнитной спирали гелимагнетика $\omega = \Omega$.

При выполнении условия (4.30) это можно реализовать путём постепенного увеличения пропускаемого через гелимагнетик тока. Увеличение дрейфовой скорости электронов и соответствующий рост \bar{w} от 0 до \bar{w}_1 приведёт к монотонному росту частоты ω вращения спирали от 0 до Ω . Иными словами, выполнение условия (4.30) обеспечивает возможность достижения предельной частоты вращения Ω путём постепенного увеличения протекающего через гелимагнетик тока.

При выполнении условия (4.33) простая картина монотонного увеличения $\bar{\omega}$ с ростом \bar{w} сохранится лишь в диапазоне $0 \leq \bar{w} < \bar{w}_1$. В этом диапазоне будет возбуждаться мода $\bar{\omega}^{(1)}(\bar{w})$. При достижении \bar{w} значения \bar{w}_1 частота этой моды достигнет значения $\bar{\omega}^{(1)}(\bar{w}_1)$, которое заведомо меньше единицы. Дальнейший рост \bar{w} с переходом в область $\bar{w} > \bar{w}_1$ приведёт к ситуации, когда магнитная спираль может одновременно находиться в двух состояниях с разными частотами вращения $\bar{\omega}^{(1)}(\bar{w})$ и $\bar{\omega}^{(2)}(\bar{w})$ при одном и том же значении \bar{w} . Такое положение вещей будет наблюдаться в диапазоне $\bar{w}_1 \leq \bar{w} \leq \bar{w}_2$. Это явление может быть названо как индуцируемая током спиновая вращательная бистабильность гелимагнетиков.

Развитая теория не даёт ответа на вопрос, какое из этих двух возбуждённых состояний вращающейся под действием тока магнитной системы гелимагнетика 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 стационарными состояниями с частотами вращения $\bar{\omega}^{(1)}(\bar{w})$ и $\bar{\omega}^{(2)}(\bar{w})$. При таком «хаотическом» режиме возбуждения вращения магнитной системы гелимагнетика обеспечить достижение устойчивого вращения с максимально возможной частотой $\omega = \Omega$ не представляется возможным. Описанная выше бистабильность может быть также причиной явлений гистерезисного типа при циклическом изменении величины протекающего через гелимагнетик электрического тока.

В области значений $\bar{w} \ll 1$ вне зависимости от выполнения или невыполнения условия (4.30) из уравнения (4.29) получаем его единственное решение в виде:

$$\bar{\omega} = \frac{1}{1 + a(\bar{v}_s + \bar{v}_D + 1/\bar{v}_s)} \bar{w}. \quad (4.37)$$

Изменение $\bar{\omega}$ с ростом \bar{w} согласно (4.37) определяется тремя независимыми параметрами a , \bar{v}_s и \bar{v}_D . Полагая значения параметров a и \bar{v}_D заданными, мы можем рассматривать уравнение (4.37) как уравнение однопараметрического семейства функций $\bar{\omega} = \bar{\omega}(\bar{w}, \bar{v}_s)$. Единой характеристикой всего однопараметрического семейства функций $\bar{\omega}(\bar{w}, \bar{v}_s)$ служит дискриминантная кривая $\bar{\omega}_d(\bar{w})$, которая определяется как решение уравнения $\bar{\omega} - \bar{\omega}(\bar{w}, \bar{v}_s) = 0$ совместно с уравнением $\partial \bar{\omega}(\bar{w}, \bar{v}_s) / \partial \bar{v}_s = 0$. Последнее уравнение имеет решение $\bar{v}_s = 1$ и тогда дискриминанта уравнения (4.37) записывается как

$$\bar{\omega}_d = \frac{1}{1 + a(2 + \bar{v}_D)} \bar{w}. \quad (4.38)$$

Легко видеть, что дискриминанта (4.38) определяет наивысшее возможное значение функции (4.37) для произвольного значения параметра \bar{v}_s . Другими словами, частота вращения магнитной спирали гелимагнетика с произвольными значениями параметров \bar{v}_s , \bar{v}_D и a не может превышать значения, определяемого формулой (4.38).

Для проведения оценок величины частоты вращения спиновой спирали в реальных гелимагнетиках, а также верификации сделанных нами приближений необходима детальная информация о численных значениях всех фигурирующих в теории параметров.

4.5 Численные расчёты и оценки

Построенная нами теория непосредственно и в полной мере применима к проводящим гелимагнетикам, в которых магнитный порядок обусловлен взаимодействием Дзялошинского-Мория (ХГМ). В качестве примеров таких ХГМ мы рассмотрим гелимагнетики FeGe, MnSi и CrNb₃S₆. Характеристики взаимодействия Дзялошинского-Мория определяют для ХГМ величину параметров q_0 и B_F . Помимо ХГМ существуют магнетики, в которых гелимагнетизм возникает за счёт обменного взаимодействия, если обменное взаимодействие между ближайшими соседями имеет положительный знак, а обменное взаимодействие между следующими ближайшими соседями отрицательное. Такими гелимагнетиками являются редкоземельные металлы Dy, Tb, Ho, Er, Tm, из которых для примера мы рассмотрим Dy. Для описания таких гелимагнетиков мы можем применить результаты, полученные нами для ХГМ, если будем рассматривать характеристики q_0 и B_F как феноменологические параметры, определяемые из эксперимента.

Таблица 4.1 содержит экспериментально определенные характеристики гелимагнетиков FeGe, MnSi, CrNb₃S₆ и Dy. В квадратных скобках приведены ссылки на источники приведённых данных. Во втором столбце Таблицы 4.1 приведены данные для концентрации электронов проводимости N . Третий содержит значения удельного электросопротивления ρ . Четвёртый столбец содержит данные о величине объёма V элементарной ячейки. В пятом приведены значения волнового числа магнитной спирали q_0 . В шестом столбце приведены значения H_F напряжённости магнитного поля, направленного вдоль оси магнитной спирали, при котором гелимагнетик переходит в «ферромагнитное» состояние. Седьмой столбец содержит значения M_F намагниченности гелимагнетика в точке вышеназванного перехода. В восьмом столбце приведены значения константы затухания Гильберта α .

Таблица 4.1 – Экспериментальные данные по характеристикам металлических гелимагнетиков FeGe, MnSi, CrNb₃S₆, Dy

Гелимагнетик	N (1/см ³)	ρ (мкОм·см)	V (Å ³)	q_0 (см ⁻¹)	H_F (Э)	M_F (Гс)	α
FeGe	2.4×10^{22} [159]	14 [154]	103.8 [160]	9.1×10^5 [161]	5.0×10^3 [154]	282 [154]	1×10^{-2} [162]
MnSi	6.3×10^{22} [163]	2 [164]	94.8 [59]	3.4×10^6 [165]	6.2×10^3 [155]	157 [155]	-
CrNb ₃ S ₆	0.9×10^{21} [166]	60 [167]	398.3 [167]	1.3×10^6 [168]	2.0×10^4 [156]	147 [156]	-
Dy	4.7×10^{22} [169]	38 [170]	72.9 [171]	1.7×10^7 [158]	2.8×10^5 [157]	2568 [157]	-

Поскольку значения характеристик каждого гелимагнетика зависят от температуры, то для всех рассматриваемых гелимагнетиков значения ρ , q_0 , M_F и H_F были взяты вблизи самой низкой температуры, при которой в них существует гелимагнетизм. В частности, значения этих величин в гелимагнетике FeGe приведены для температуры 5 К, в MnSi – для температуры 4.2 К, в CrNb₃S₆ – для температуры 2 К, в Dy – для температуры 93.3 К.

Отметим, что нам не удалось найти в литературе данных о прямом измерении величины H_F в диспрозии. Поэтому указанное в Таблице 4.1 значение H_F для Dy было получено нами линейной экстраполяцией данных работы [157] по изотермической намагниченности Dy в область сильных магнитных полей.

В Таблице 4.1 приведены сведения о величине константы затухания Гильберта α только для FeGe, для которого $\alpha = 0.01$. Для других описываемых гелимагнетиков прямых данных найти не удалось. Для гелимагнетика Fe_{0.8}Co_{0.2}Si по данным работы [172] величина α составляет 0.4 ± 0.1 . Мы будем использовать для численных оценок значения α из интервала $\alpha \leq 1$.

Приведённые в Таблице 4.1 значения концентрации электронов N позволяют количественно оценить характеристики системы электронов проводимости. Будем считать электронный газ вырожденным. Для оценок по порядку величины будем считать закон дисперсии электронов изотропным и квадратичным, эффективную массу электронов положим равной массе свободного электрона m_e , а значение g -фактора равным 2. В этой простейшей

модели энергии Ферми газа свободных электронов $\varepsilon_F = \hbar^2 (3\pi^2 N)^{2/3} / 2m_e$, скорость электронов на поверхности Ферми $v_F = (2\varepsilon_F / m_e)^{1/2}$ и спиновая восприимчивость Паули $\chi = 3N\mu_B^2 / 2\varepsilon_F$.

Найденное значение энергии Ферми позволяет оценить величину безразмерного параметра Λ , характеризующего величину s - d обменного взаимодействия. Для оценок Λ может быть представлена в виде $\Lambda = IV / 4\mu_B^2$, где I – интеграл s - d обменного взаимодействия, усреднённый по объёму элементарной ячейки V . В книге [37] можно найти универсальную оценку для обменного интеграла I , согласно которой значение I определяется величиной энергии Ферми ε_F и лежит в интервале $(10^{-2} \div 10^{-1})\varepsilon_F$. Ниже для определённости мы будем использовать нижнюю границу этой оценки, полагая $I = 0.01\varepsilon_F$.

Из формулы Друде для проводимости электронного газа получаем оценку для времени релаксации электронного импульса $\tau_o = m_e / \rho e^2 N$. Зная τ_o , легко рассчитать коэффициент диффузии $D = v_F^2 \tau_o / 3$ и затем скорость спин-диффузионной релаксации $v_D = q_0^2 D$.

Параметры теории Ω_Λ , Ω и $\tilde{\beta}$ в соответствии с их определениями будем рассчитывать по формулам $\Omega_\Lambda = \gamma \Lambda M$, $\Omega = \gamma (B_F + 4\pi M)$ и $\tilde{\beta} = 16\pi^2 \gamma M / c^2 q_0^2 \rho$. Фигурирующая в этих формулах намагниченность M связана с экспериментально определяемой величиной \mathcal{M}_F соотношением $M = \mathcal{M}_F / (1 + \chi \Lambda)$. Магнитное поле B_F связано с измеряемой на эксперименте напряжённостью внешнего магнитного поля H_F соотношением $B_F = H_F + 4\pi \mathcal{M}_F$.

Рассчитанные таким образом значения восприимчивости χ , параметра обменного взаимодействия Λ , времени релаксации импульса τ_o , скорости v_D , частот Ω_Λ и Ω , а также параметра $\tilde{\beta}$ приведены в Таблице 4.2.

Таблица 4.2 – Рассчитанные значения параметров теории для гелимагнетиков FeGe, MnSi, CrNb₃S₆, Dy

Гелимагнетик	χ	Λ	τ_o (с)	v_D (1/с)	Ω_Λ (1/с)	Ω (1/с)	$\tilde{\beta}$
FeGe	6.4×10^{-7}	1.5×10^4	1.2×10^{-15}	3.5×10^{12}	7.2×10^{13}	2.1×10^{11}	7.4×10^{-6}
MnSi	8.8×10^{-7}	2.5×10^4	3.1×10^{-15}	2.4×10^{14}	6.9×10^{13}	1.8×10^{11}	2.0×10^{-6}
CrNb ₃ S ₆	2.1×10^{-7}	6.3×10^3	7.3×10^{-15}	4.9×10^{12}	1.6×10^{13}	4.1×10^{11}	4.5×10^{-7}
Dy	8.0×10^{-7}	1.6×10^4	2.2×10^{-16}	3.5×10^{14}	7.2×10^{14}	6.0×10^{12}	7.1×10^{-8}

Из Таблицы 4.2 видно, что величина $\tilde{\beta} \sim 10^{-7} \div 10^{-6}$ предельно мала и, следовательно, учёт затрат на излучение гелимагнетиком электромагнитных волн не приводит к сколь-нибудь значимому изменению картины затухания вращения магнитной спирали.

В имеющейся литературе отсутствуют экспериментальные данные о значениях скорости спин решёточной релаксации v_s в гелимагнетиках. Поэтому в дальнейшем рассмотрении величина v_s останется свободным параметром теории.

Из Таблицы 4.2 следует, что для всех рассматриваемых нами металлических гелимагнетиков выполняются соотношения $\chi \ll 1$ и $\chi\Lambda \ll 1$, которые были использованы нами при получении системы уравнений (4.14)-(4.15). Также выполняется сильное неравенство $\Omega/\Omega_\Lambda \ll 1$, которое мы использовали для записи условий (4.34)-(4.35).

Продемонстрируем применение полученных в предыдущем разделе аналитических формул для численного расчёта зависимости $\bar{\omega}(\bar{w})$ на примере FeGe. В FeGe параметры a и \bar{v}_D принимают значения $a \approx 1$, $\bar{v}_D \approx 0.05$ соответственно. На Рисунке 4.5 представлены результаты численного решения уравнения (4.29) для $\bar{\omega}(\bar{w})$ при фиксированных значениях параметров $a = 1$ и $\bar{v}_D = 0.05$ и трех различных значениях \bar{v}_s . Условие (4.34), при выполнении которого реализуется сценарий II, принимает вид $\bar{v}_s < 0.09$. Кривая II на Рисунке 4.5 построена для значения $\bar{v}_s = 0.05$ из указанного интервала. При $\bar{v}_s > 0.09$ реализуется сценарий I. Кривая I на Рисунке 4.5 построена для значения $\bar{v}_s = 1$ из указанного интервала. Пунктирная кривая, построенная при $\bar{v}_s = 0.09$, является границей областей существования сценариев I и II.

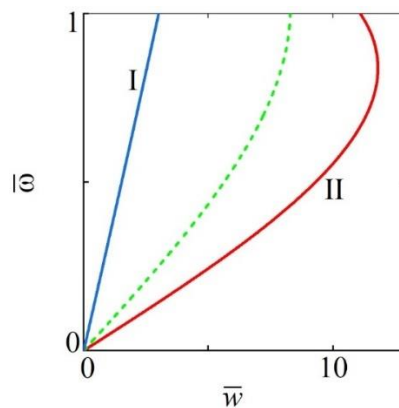


Рисунок 4.5 – Иллюстрация двух сценариев поведения частоты вращения спиновой спирали с изменением дрейфовой скорости электронов на примере FeGe. Кривая I: $\bar{v}_s = 1$, представляет сценарий I; кривая II: $\bar{v}_s = 0.05$, представляет сценарий II; пунктирная кривая: $\bar{v}_s = 0.09$, соответствует границе областей существования сценариев I и II. Для всех трех кривых $a = 1$ и

$$\bar{v}_D = 0.05$$

Оценим величину дрейфовой скорости \bar{w}_1 , после достижения которой может реализоваться сценарий II. В рассматриваемом нами случае $\bar{w}_1 = 1 + a[\bar{v}_S + \bar{v}_D + 1/(\bar{v}_S + \bar{v}_D)]$. При любой величине \bar{v}_S и \bar{v}_D значение \bar{w}_1 заведомо превышает $\bar{w}_1 = 1 + 2a$. Следовательно, в любом случае для достижения условия $\bar{w} = \bar{w}_1$ требуется преодоление дрейфовой скоростью w значения $w_c = \Omega/q_0$. Такому значению дрейфовой скорости w_c соответствует плотность электрического тока $j_c = N|e|\Omega/q_0$. Результаты оценки w_c и j_c для описываемых нами гелимагнетиков сведены в Таблицу 4.3.

Таблица 4.3 – Оценки величин w_c , j_c и U_c

Гелимагнетик	w_c (см/с)	j_c (А/см ²)	U_c (Вт/см ²)
FeGe	2.3×10^5	8.8×10^8	1.4×10^{-6}
MnSi	5.3×10^4	8.6×10^8	4.7×10^{-9}
CrNb ₃ S ₆	3.1×10^5	4.5×10^7	1.0×10^{-6}
Dy	3.5×10^5	2.6×10^9	3.9×10^{-4}

Полученные значения w_c и j_c весьма велики для всех рассматриваемых гелимагнетиков. Протекание токов с плотностью $\sim 10^7 \div 10^8$ А/см² в любом металлическом проводнике сопровождается весьма значительным выделением Джоулева тепла, ведущим к разрушению образца. Поэтому экспериментальная реализация сценария II в металлических гелимагнетиках представляется крайне затруднительной. Однако в пользу того, что возможность обнаружения сценария II существует, можно отметить следующее. В экспериментальных работах [99, 173–177] для наблюдения движения доменных стенок в металлах под действием электрического поля практически использовались токи плотностью $\sim 10^7 \div 10^8$ А/см². В обзоре [178] сообщается об использовании электрических токов такой же величины для манипуляций скирмионами в металлах. Таким образом, полученная оценка для j_c позволяет надеяться, что вышеописанные нелинейные эффекты в гелимагнитных металлах могут быть обнаружены экспериментально.

Для токов с плотностью $j \ll j_c$, для которых $\bar{w} \ll 1$, для оценки наивысшего достижимого значения частоты вращения спиновой спирали ω_d можно воспользоваться формулой (4.38), которую мы представим в виде

$$\omega_d = \frac{1}{1 + (\alpha_{\text{eff}}/\chi\Lambda)(2 + v_D/\Omega_\Lambda)} \frac{q_0}{N|e|} j. \quad (4.39)$$

В случае, когда параметр затухания α_{eff} мал по сравнению с произведением $\chi\Lambda$, из (4.39) получаем простую оценку $\omega_d = (q_0/N|e|)j$. Результаты расчёта частоты ω_d и угла $\theta_d = \arcsin(\omega_d/\Omega)$ при различных значениях параметра затухания α приведены на Рисунке 4.6. На панелях (а, с) зависимости $\omega_d(j)$ и $\theta_d(j)$ для всех рассматриваемых нами гелимагнетиков построены для значения $\alpha = 0.01$, соответствующего FeGe. На панелях (b, d) те же кривые построены для предельно малых $\alpha \ll \chi\Lambda$, когда $\omega_d = (q_0/N|e|)j$.

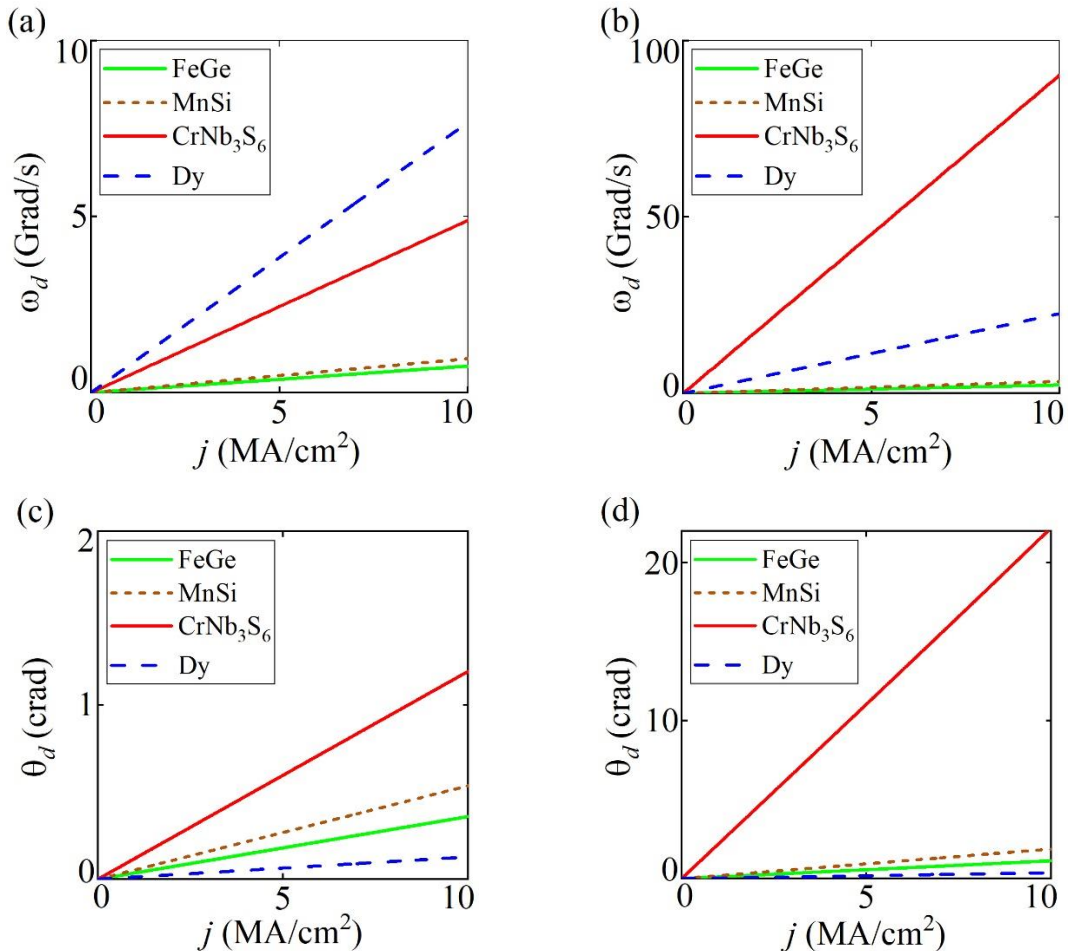


Рисунок 4.6 – Наивысшие значения частоты вращения спиновой спирали ω_d (a, b) и угла конусности θ_d (c, d) для металлических гелимагнетиков FeGe, MnSi, CrNb₃S₆, Dy:

(a, c) $\alpha = 0.01$; (b, d) $\alpha \ll \chi\Lambda$

Проведённые оценки показывают, что в металлических гелимагнетиках частота вращения спиновой спирали может достигать десятков гигагерц при плотности индуцирующего вращения тока $j \leq 10^7$ А/см². Частота вращения при заданном значении плотности тока существенно зависит от параметра $a = \alpha_{\text{eff}}/\chi\Lambda$: чем меньше параметр затухания α , тем больше частота вращения. В случае предельно малых значений параметра α наивысшее значение частоты вращения ω_d прямо пропорционально волновому числу магнитной спирали q_0 и обратно пропорциональна концентрации электронов проводимости в гелимагнетике N . Угол конусности спирали в рассматриваемых условиях мал и не превышает 15 градусов.

Из выражения (4.25) легко оценить наивысшее возможное значение вектора Умова-Пойнтинга. Легко видеть, что это значение не превышает величины $U_c = 4\pi M^2 \Omega^3 / c^2 q_0^3$. Рассчитанные по этой формуле значения U_c представлены в третьем столбце Таблицы 4.3. Для диспрозия значение U_c по порядку величины достигает 10^{-4} Вт/см².

Отметим, что полученные результаты для MnSi и FeGe применимы для качественного описания картины вращения магнитной спирали в большом классе проводящих кубических магнетиков без центра инверсии – в силицидах переходных металлов MnSi, Fe_{1-x}Co_xSi, Mn_{1-x}Fe_xSi, Mn_{1-x}Co_xSi и германидах переходных металлов FeGe, MnGe, Mn_{1-x}Fe_xGe, Fe_{1-x}Co_xGe.

4.6 Заключение и выводы по главе 4

В результате проведённого нами рассмотрения спиновой динамики проводящих хиральных гелимагнетиков, основанного на совместном решении уравнения Блоха–Торри для намагниченности электронов проводимости, уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта для намагниченности локализованных электронов и уравнений Максвелла для электромагнитного поля, установлены следующие закономерности явления передачи спинового момента из спиновой системы электронов проводимости в таковую локализованных электронов.

Постоянный во времени поток электронов, движущихся вдоль оси хирального гелимагнетика с дрейфовой скоростью \mathbf{w} , индуцирует за счёт эффекта передачи спинового момента вращение магнитной спирали гелимагнетика с угловой частотой ω . Знак частоты ω , задающий направление вращения спирали с волновым вектором \mathbf{q} , определяется знаком скалярного произведения $(\mathbf{q} \cdot \mathbf{w})$. Величина частоты ω зависит от соотношения параметра затухания Гильберта и параметра, характеризующего эффективность процессов передачи спинового момента. Последний определяется величиной константы обменного взаимодействия

электронов проводимости и локализованных электронов. Для гелимагнетиков с предельно малым затуханием Гильберта частота ω с точностью до численного множителя порядка единицы равна $(\mathbf{q} \cdot \mathbf{w})$. Все фигурирующие в развитой теории величины выражены через параметры квантового обменного гамильтониана, задающего геликоидальное магнитное упорядочение в проводящем кристалле.

Эффект передачи спинового момента приводит к тому, что длина волны магнитной спирали гелимагнетика, вращающейся под действием протекающего спинового тока, всегда несколько меньше таковой неподвижной магнитной спирали. Спиновый ток меняет также конусность магнитного геликоида. Угол θ , характеризующий конусность, растёт с увеличением частоты вращения магнитной спирали.

Установлено, что вектор Умова-Пойнтинга, задающий направление распространения энергии электромагнитного поля, генерируемого в хиральном гелимагнетике протекающим электрическим током, направлен вдоль вектора плотности потока электронов проводимости, вне зависимости от хиральности гелимагнетика. Учёт генерации электромагнитного поля при расчётах частоты вращения магнитной спирали сводится к эффективному увеличению параметра затухания Гильберта и увеличению предельной частоты вращения спирали.

Хотелось бы надеяться, что проведённое рассмотрение станет ещё одним шагом в будущее, в котором хиральные проводящие гелимагнетики будут использованы как новый функциональный компонент спиновых устройств: спиновых генераторов, преобразующих постоянный электрический ток в высокочастотное электромагнитное поле, и спиновых диодов, преобразующих высокочастотное электромагнитное поле в постоянный электрический ток.

Результаты, представленные в главе 4, опубликованы в работе [A4].

5 ПЕРЕДАЧА СПИНОВОГО МОМЕНТА И НЕЛИНЕЙНЫЙ КВАНТОВЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ В ХИРАЛЬНЫХ ГЕЛИМАГНЕТИКАХ

Влияние эффекта передачи спинового момента (ПСМ) на спираль намагниченности в хиральных гелимагнетиках (ХГМ) естественным образом приведёт к изменению электрических свойств проводящих ХГМ. В связи с появлением в литературе [76–85] данных о экспериментальной реализации спиновых устройств, в которых проводящие гелимагнетики использовались как функциональный компонент, возникает необходимость в изучении влияния эффекта ПСМ, на электросопротивление ХГМ.

Целью настоящей главы является нахождение электросопротивления гелимагнетика, обусловленного действием на электроны проводимости неоднородного обменного поля, которое создаётся упорядоченными в спираль спиновыми моментами локализованных электронов, с учётом передачи спинового момента из системы электронов проводимости в спиновую систему магнитной спирали. Развита в главе 2 квантовая теория спинового транспорта электронов проводимости будет использована нами в настоящей главе в качестве основы для описания влияния эффекта ПСМ на сопротивление ХГМ. Уравнения движения для намагниченности электронов проводимости, сформулированные в главе 2, будут дополнены уравнениями, описывающими движение намагниченности локализованных электронов и уравнениями Максвелла, описывающими электромагнитное поле, которое генерируется вращением намагниченности.

5.1 Основные уравнения

Для описания электронного спинового транспорта в условиях действия на электроны проводимости неоднородного эффективного магнитного поля $\mathbf{V}_m^{(\text{eff})} = \mathbf{V} + \Lambda \mathbf{M}$ (вывод выражения для $\mathbf{V}_m^{(\text{eff})}$ приведён в главе 4) могут быть использованы уравнения (2.61)-(2.64).

В настоящей работе мы будем пренебрегать эффектами временной дисперсии токов $\mathbf{I}(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$, считая характерную частоту изменения всех действующих на электроны полей малой по сравнению с $1/\tau_0$, где τ_0 – время релаксации импульса электронов проводимости. Будем полагать, что циклотронная частота, отвечающая движению электронов проводимости по циклотронным орбитам вследствие действия на заряд электрона силы Лоренца, и Ларморовская

частота, характеризующая прецессионное движение электронного спина, также малы по сравнению с $1/\tau_o$. Кроме того, пренебрежём слабой асимметрией спин-орбитального рассеяния. Без существенного ограничения общности будем считать газ электронов проводимости вырожденным.

В результате уравнения (2.63)-(2.64), определяющие вектор плотности потока электронов \mathbf{I} и тензор плотности потока намагниченности \mathbf{J} при заданной величине электрического поля \mathbf{E} , могут быть представлены в виде:

$$\mathbf{I} = \frac{e\tau_o}{m_e} \mathbf{E}N - D \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \delta N + \frac{\tau\Lambda}{m_e} \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \otimes \mathbf{M} \right) \cdot \delta \mathbf{m}, \quad (5.1)$$

$$\mathbf{J}_m = \frac{e\tau_o}{m_e} \mathbf{E} \otimes \mathbf{m} - D \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \otimes \delta \mathbf{m} + \frac{\mu^2 \tau_o \Lambda}{m_e} \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \otimes \mathbf{M} \right) \delta N. \quad (5.2)$$

Плотность электрического тока \mathbf{j} связана плотностью потока \mathbf{I} простым соотношением $\mathbf{j} = e\mathbf{I}$. В последующем рассмотрении наряду с плотностью электрического тока \mathbf{j} будет фигурировать дрейфовая скорость электронов проводимости \mathbf{w} , связанная с \mathbf{j} соотношением $\mathbf{j} = Ne\mathbf{w}$.

Уравнение, описывающее динамику намагниченности электронов проводимости $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$, может быть получено из (2.62) и записано в виде:

$$\partial \mathbf{m} / \partial t + \gamma \left[\mathbf{m} \times \mathbf{B}_m^{(\text{eff})} \right] + \nabla \cdot \mathbf{J}_m + \delta \mathbf{m} / \tau_s = 0, \quad (5.3)$$

где $\gamma = 2\mu/\hbar$ – гиромангнитное отношение, τ_s – время релаксации спина.

Для описания эффекта ПСМ необходимо систему уравнений (5.2)-(5.3) дополнить уравнением, описывающим динамику намагниченности локализованных электронов $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$. В качестве такого уравнения будем использовать уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта, которое обеспечивает сохранение длины M вектора намагниченности $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$:

$$\partial \mathbf{M} / \partial t + \gamma \left[\mathbf{M} \times \mathbf{B}_M^{(\text{eff})} \right] + (\alpha/M) \left[\partial \mathbf{M} / \partial t \times \mathbf{M} \right] = 0. \quad (5.4)$$

Здесь α – постоянная Гильберта, определяющая скорость затухания колебаний намагниченности $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{B}_M^{(\text{eff})}(\mathbf{r}, t)$ – действующее на намагниченность $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ эффективное магнитное поле, которое определяется как взятая с обратным знаком вариационная производная по намагниченности \mathbf{M} от магнитной энергии F кристалла: $\mathbf{B}_M^{(\text{eff})} = -\delta F / \delta \mathbf{M}$.

Поскольку изменение во времени и пространстве суммарной намагниченности системы $\mathbf{M} + \mathbf{m}$ порождает в общем случае неоднородное переменное электромагнитное поле, систему связанных уравнений движения (5.3) и (5.4) следует решать совместно с уравнениями Максвелла для напряжённостей магнитного \mathbf{H} и электрического \mathbf{E} полей:

$$\begin{aligned} [\nabla \times \mathbf{H}] &= (4\pi/c)\mathbf{j} + (1/c)\partial\mathbf{E}/\partial t, \\ [\nabla \times \mathbf{E}] &= -(1/c)\partial\mathbf{B}/\partial t. \end{aligned} \quad (5.5)$$

где $\mathbf{H} = \mathbf{B} - 4\pi(\mathbf{M} + \mathbf{m})$.

Для описания влияния эффекта ПСМ на электронный спиновый транспорт в длиннопериодических магнитных структурах необходимо из системы уравнений для намагниченностей электронов проводимости и локализованных электронов (5.3)-(5.4) найти связь между векторами $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$. Подстановка найденной связи в (5.1) позволит описать электрическое сопротивление рассматриваемой длиннопериодической магнитной структуры.

5.2 Электросопротивление хирального гелимагнетика в условиях передачи спинового момента

Рассмотрим электронный спиновый транспорт в одноосном гелимагнетике, в котором направление оси магнитной спирали задаётся единичным вектором \mathbf{e}_z . Вектор \mathbf{M} для одноосного гелимагнетика в общем случае может быть представлен в виде суммы двух компонент: поперечной (относительно оси спирали) компоненты \mathbf{M}_t и продольной составляющей \mathbf{M}_ℓ . Полагаем, что длина вектора намагниченности $M = |\mathbf{M}|$ постоянна в пространстве и во времени. Зависимость направления намагниченности \mathbf{M} от координаты \mathbf{r} сводится к зависимости направления её компоненты \mathbf{M}_t только от одной пространственной координаты z . Вектор \mathbf{M}_t с ростом координаты z периодически меняет своё направление в пространстве, оставаясь постоянным по величине. Характеристикой поведения намагниченности \mathbf{M} служит волновой вектор магнитной спирали \mathbf{q} . В рассматриваемом нами случае вектор \mathbf{q} можно представить в виде $\mathbf{q} = Kq\mathbf{e}_z$, где $q = |\mathbf{q}|$ – волновое число магнитной спирали, а $K = \pm 1$ – хиральность спирали. Вектор тангенциальной компоненты намагниченности гелимагнетика с хиральностью $K = +1$ с ростом z вращается по часовой стрелке, тогда как хиральности $K = -1$ отвечает вращение против часовой стрелки. Все эти особенности поведения \mathbf{M} описываются соотношением $\partial\mathbf{M}/\partial z = [\mathbf{q} \times \mathbf{M}]$, которое можно рассматривать как определение \mathbf{q} .

Пусть вдоль оси магнитной спирали приложено постоянное электрическое поле $\mathbf{E}_\ell = E_\ell\mathbf{e}_z$, индуцирующее постоянный электрический ток $\mathbf{j}_\ell = j_\ell\mathbf{e}_z$. В рассматриваемой геометрии система остаётся электрически нейтральной и во всех уравнениях мы можем положить

$\delta N \equiv 0$. Из уравнения (5.1) получаем следующее уравнение для определения связи электрического поля E_ℓ и плотности тока j_ℓ :

$$E_\ell = \frac{m_e}{N_0 e^2 \tau_0} j_\ell + K \frac{q}{N_0 e} \left(\mathbf{e}_z \cdot [\delta \mathbf{m} \times (\mathbf{B} + \Lambda \mathbf{M})] \right). \quad (5.6)$$

Для последующего рассмотрения требуется конкретизация механизма формирования геликоидального магнитного упорядочения. Мы рассмотрим эффекты электронного спинового транспорта применительно к хиральным гелимагнетикам [2], в которых длиннопериодические магнитные структуры образуются как результат конкуренции между обменным взаимодействием Гейзенберга и взаимодействием Дзялошинского-Мория. Плотность магнитной энергии \mathcal{F} , определяющая магнитную энергию $F = \int \mathcal{F} d^3 \mathbf{r}$, для ХГМ может быть записана в виде (вывод выражения для \mathcal{F} приведён в главе 4):

$$\mathcal{F} = -(1/2) \left\{ C \mathbf{M}^2 + \mathbf{M} \cdot \nabla \cdot \mathcal{A} \cdot \nabla \mathbf{M} - 2 \mathbf{M} \cdot [\mathcal{D} \cdot \nabla \times \mathbf{M}] - \mathcal{B} (\mathbf{M} \cdot \mathbf{e}_z)^2 \right\} - (\mathbf{M} + \mathbf{m}) \cdot \mathbf{B} - \Lambda \mathbf{M} \cdot \mathbf{m}. \quad (5.7)$$

Здесь константа \mathcal{A} , называемая «обменной жёсткостью», характеризует величину гейзенберговского неоднородного обмена, параметр \mathcal{D} , получивший название «спирализация», характеризует величину взаимодействия Дзялошинского-Мория, константа \mathcal{B} определяет энергию магнито-кристаллической анизотропии типа «лёгкая плоскость», а параметр Λ характеризует величину обменного взаимодействия электронов проводимости и локализованных электронов. Связь констант C , \mathcal{A} , \mathcal{D} , \mathcal{B} и Λ с параметрами квантового обменного гамильтониана, задающего геликоидальное магнитное упорядочение в проводящем кристалле, описана в главе 4.

Действующее на намагниченность \mathbf{M} эффективное магнитное поле $\mathbf{B}_M^{(\text{eff})}$ с учётом (5.7) может быть записано в виде:

$$\mathbf{B}_M^{(\text{eff})} = \mathbf{B} + \mathcal{A} \Delta \mathbf{M} - \mathcal{B} (\mathbf{M} \cdot \mathbf{e}_z) \mathbf{e}_z + C \mathbf{M} - 2 \mathcal{D} [\nabla \times \mathbf{M}] + \Lambda \mathbf{m}. \quad (5.8)$$

Последующее рассмотрение проведём для случая, когда внешнее магнитное поле отсутствует, полагая $\mathbf{B}_\ell = 0$. Решив уравнения Эйлера-Пуассона с плотностью энергии (5.7), получаем, что в отсутствие электрического тока намагниченность гелимагнетика представляет собой магнитную структуру типа «простая спираль». В такой магнитной структуре отлична от нуля только поперечная, относительно оси спирали, компонента намагниченности. Из условия минимума магнитной энергии получаем, что в равновесном состоянии волновое число $q = |\mathcal{D}| / \mathcal{A}$, при этом хиральность $K = \text{sgn } \mathcal{D}$.

В главе 4 нами было показано, что система уравнений (5.3)-(5.4) для \mathbf{m} и \mathbf{M} имеет решение, описывающее гармоническое вращение магнитной спирали вокруг своей оси с частотой ω , определяемой соотношением $\partial\mathbf{M}/\partial t = \omega[\mathbf{M} \times \mathbf{e}_z]$. Такое вращение возникает как прямое проявление эффекта передачи спинового момента от электронов проводимости локализованным электронам.

Протекающий в гелимагнетике электрический ток трансформирует магнитную структуру типа «простая спираль» в структуру типа «коническая спираль». В конической спирали продольная компонента M_z вектора намагниченности \mathbf{M} , направленная вдоль оси спирали, отлична от нуля. Форма конической спирали характеризуется углом конусности $\theta = \arcsin(\mathbf{M} \cdot \mathbf{e}_z / M)$. Схематическое изображение магнитных структур типа «простая спираль» и «коническая спираль» представлено на Рисунке 5.1.

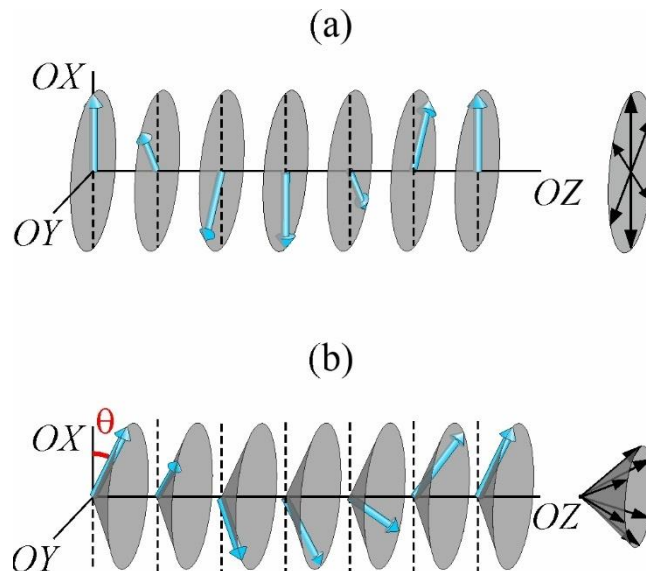


Рисунок 5.1 – Схемы пространственных конфигураций магнитных структур типа (a) «простая спираль» и (b) «коническая спираль». Изображенные конфигурации представляют гелимагнетик с правозакрученной спиралью (хиральность $K=+1$). Справа для каждой конфигурации представлено ее условное графическое обозначение. Угол конусности θ представляет собой угол, на который вектор намагниченности локализованных электронов отклоняется от плоскости XY – плоскости нормальной оси магнитной спирали OZ

Значение $\theta=0$ соответствует простой спирали. Предельное значение $\theta=\pi/2$ описывает вырожденное состояние гелимагнетика с однородной намагниченностью $\mathbf{M} = M\mathbf{e}_z$, которое для краткости мы будем обозначать термином «ферромагнитное».

При решении уравнений Максвелла (5.5) будем предполагать, что плотность тока \mathbf{j} связана с электрическим полем \mathbf{E} законом Ома $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$, где σ – удельная электропроводность магнетика. Тогда из (5.5) получаем, что поперечные компоненты возникающей из-за вращения магнитной индукции \mathbf{V}_t и суммарной намагниченности $\mathcal{M}_t = \mathbf{M}_t + \mathbf{m}_t$ гелимагнетика связаны уравнением $\mathbf{V}_t = \eta_{\parallel} \mathcal{M}_t + \eta_{\perp} [\mathbf{e}_z \times \mathcal{M}_t]$. Фигурирующие в этом уравнении величины η_{\parallel} и η_{\perp} в пренебрежение токами смещения могут быть записаны в виде $\eta_{\parallel} = 4\pi / (1 + \widehat{\xi}^2)$, $\eta_{\perp} = 4\pi \widehat{\xi} / (1 + \widehat{\xi}^2)$, где $\widehat{\xi} = \omega / \Omega_{\sigma}$, $\Omega_{\sigma} = q^2 c^2 / 4\pi\sigma$. Далее мы будем полагать, что во всей области рассматриваемых нами частот $\omega \ll \Omega_{\sigma}$ и тогда $\widehat{\xi} \ll 1$, $\eta_{\parallel} \approx 4\pi$, $\eta_{\perp} \approx 4\pi \widehat{\xi}$.

Существенным обстоятельством, значительно облегчающим решение системы уравнений (5.2)-(5.4), служит наличие в теории малого параметра χ . Численно значение восприимчивости Паули χ на несколько порядков величины меньше единицы. Величина обменного s - d взаимодействия характеризуется безразмерным параметром Λ . Для типичных проводящих магнетиков величина Λ значительно больше единицы. В силу оценок приведённых в главе 4 мы будем полагать, что произведение малого параметра χ и большого параметра Λ в металлических гелимагнетиках мало по сравнению с единицей: $\chi\Lambda \ll 1$.

Учитывая малость параметров $\chi\Lambda$ и $\widehat{\xi}$, далее мы будем полагать, что $(\mathbf{e}_z \cdot [\delta \mathbf{m} \times (\mathbf{B} + \Lambda \mathbf{M})]) \approx \Lambda (\mathbf{e}_z \cdot [\delta \mathbf{m} \times \mathbf{M}])$. В результате выражение (5.6) может быть записано в виде

$$E_t = \frac{m_e}{N_0 e^2 \tau_0} j_t + K \frac{q\Lambda}{N_0 e} (\mathbf{e}_z \cdot [\delta \mathbf{m} \times \mathbf{M}]). \quad (5.9)$$

Умножая векторное уравнение (5.4) скалярно на \mathbf{e}_z , находим связь между величиной $\mathbf{e}_z \cdot [\delta \mathbf{m} \times \mathbf{M}]$, фигурирующей в уравнении (5.6), частотой ω и углом конусности θ :

$$\mathbf{e}_z \cdot [\delta \mathbf{m} \times \mathbf{M}] = \alpha (\omega / \Omega_{\Lambda}) M^2 \cos^2 \theta. \quad (5.10)$$

В выражении (5.10) $\Omega_{\Lambda} = \gamma \Lambda M$ – частота прецессии электронной намагниченности в эффективном поле ΛM .

Умножая векторное уравнение (5.4) скалярно на $[\mathbf{M} \times \mathbf{e}_z]$, находим зависимость частоты ω от угла конусности θ . Учитывая, что $\chi\Lambda \ll 1$, эта зависимость может быть представлена в явном виде:

$$\omega = \Omega_F \sin \theta, \quad (5.11)$$

где $\Omega_F = \gamma B_F$, $B_F = M (\mathcal{B} + \mathcal{D}^2 / \mathcal{A})$.

Из уравнения (5.3) может быть найдена связь между величиной $\mathbf{e}_z \cdot [\delta \mathbf{m} \times (\mathbf{B} + \Lambda \mathbf{M})]$, углом конусности θ , частотой ω , дрейфовой скоростью электронов \mathbf{w} и волновым вектором спирали \mathbf{q} :

$$\mathbf{e}_z \cdot [\delta \mathbf{m} \times \mathbf{M}] = \chi \Lambda M^2 (\mathbf{q} \cdot \mathbf{w} - \omega) \cos^2 \theta / \hat{v}(\theta). \quad (5.12)$$

Выражение для фигурирующей в соотношении (5.12) эффективной скорости спиновой релаксации электронов $\hat{v}(\theta)$ при выполнении условия $w/qD \ll 1$ может быть записано в виде

$$\hat{v}(\theta) = v_S + v_D + (\Omega_\Lambda^2 / v_S) \cos^2 \theta + [(\Omega_F + \Omega_\Lambda)^2 / (v_S + v_D)] \sin^2 \theta. \quad (5.13)$$

Здесь $v_S = 1/\tau_S$ – скорость спин-решёточной релаксации, $v_D = q^2 D$ – скорость спин-диффузионной релаксации. Величина эффективной скорости спиновой релаксации $v(\theta)$ зависит от угла конусности θ , изменяясь от значения $\tilde{v}_0 = v_S + v_D + \Omega_\Lambda^2 / v_S$ при $\theta = 0$ до значения $\tilde{v}_1 = v_S + v_D + (\Omega_F + \Omega_\Lambda)^2 / (v_S + v_D)$ при $\theta = \pi/2$.

Для дальнейшего рассмотрения удобно ввести безразмерные величины: $\hat{j} = \mathbf{w} \cdot \mathbf{q} / \Omega_F$, $\hat{\omega} = \omega / \Omega_F$, $\hat{v}_S = v_S / \Omega_\Lambda$, $\hat{v}_D = v_D / \Omega_\Lambda$, $\hat{v}_0 = \tilde{v}_0 / \Omega_\Lambda$, $\hat{v}_1 = \tilde{v}_1 / \Omega_\Lambda$ и $\hat{a} = \alpha / \chi \Lambda$. Величины \hat{v}_0 и \hat{v}_1 выражаются через \hat{v}_S и \hat{v}_D соотношениями: $\hat{v}_0 = \hat{v}_S + \hat{v}_D + 1/\hat{v}_S$ и $\hat{v}_1 = \hat{v}_S + \hat{v}_D + (1 + \Omega_F / \Omega_\Lambda)^2 / (\hat{v}_S + \hat{v}_D)$.

Подставляя выражение (5.11) в (5.12) и подставляя затем полученный результат в (5.6), получаем выражение для удельного электросопротивления гелимагнетика $\rho = E_\ell / j_\ell$ в виде

$$\rho = \rho_F + \rho_S, \quad (5.14)$$

где $\rho_F = m_e / N_0 e^2 \tau_O$ – удельное электросопротивление гелимагнетика в «ферромагнитном» состоянии с однородной намагниченностью $\mathbf{M} = M \mathbf{e}_z$, а $\rho_S \equiv \rho_S(\theta)$ – спиновый вклад в электросопротивление, обусловленный неоднородным обменным полем магнитной спирали и эффектом ПСМ, который является функцией угла конусности θ и определяется как

$$\rho_S(\theta) = \frac{M q^2}{\gamma e^2 N_0^2} \frac{\alpha \cos^2 \theta}{1 + \alpha (\hat{v}_0 \cos^2 \theta + \hat{v}_1 \sin^2 \theta) / \chi \Lambda}. \quad (5.15)$$

Из вида (5.15) следует, что спиновый вклад ρ_S зависит от величины протекающего через гелимагнетик электрического тока j_ℓ только в силу зависимости от j_ℓ угла конусности спирали θ . Подставляя (5.12) в (5.10), с учётом (5.11) получаем уравнение, связывающее угол конусности θ с плотностью электрического тока \hat{j} :

$$\left[1 + \hat{a} (\hat{v}_0 \cos^2 \theta + \hat{v}_1 \sin^2 \theta) \right] \sin \theta = \hat{j}. \quad (5.16)$$

Формулы (5.14)-(5.16) описывают существенно нелинейную связь электрического поля E_t и плотности тока j_t в гелимагнетике, которая является непосредственным проявлением эффекта ПСМ. Эта нелинейность проявляется в зависимости вклада ρ_s , задаваемого выражением (5.15), от угла конусности спирали θ , который в свою очередь определяется величиной протекающего через гелимагнетик электрического тока в соответствии с уравнением (5.16). Указанная нелинейность самым существенным образом проявляется в условиях, когда угол θ близок к предельному значению $\pi/2$.

При малых значениях плотности тока, когда $\hat{j} \ll 1$, угол $\theta \ll 1$ при любых значениях параметров \hat{a} , \hat{v}_0 и \hat{v}_1 , и тогда $\rho_s \approx \rho_s^{(0)}$, где

$$\rho_s^{(0)} = \frac{Mq^2}{\gamma e^2 N_0^2} \frac{\alpha}{1 + \alpha \hat{v}_0 / \chi \Lambda}. \quad (5.17)$$

Формула (5.17) для $\rho_s^{(0)}$ определяет величину вклада ПСМ в электросопротивление в пределе малых токов, когда $j \ll j_0$, где $j_0 = |e| N_0 \Omega_F / q$. Из выражения (5.17) следует, что величина $\rho_s^{(0)}$ критически зависит от соотношения двух параметров: α и $\chi \Lambda / \hat{v}_0$.

Если параметр затухания Гильберта α , характеризующий скорость затухания колебаний намагниченности \mathbf{M} , существенно превышает величину $\chi \Lambda / \hat{v}_0$, так что выполняется строгое неравенство $\alpha \gg \chi \Lambda / \hat{v}_0$, то $\rho_s^{(0)} \approx \rho_H$, где

$$\rho_H = \chi \Lambda^2 M^2 q^2 / e^2 N_0^2 \tilde{v}_0. \quad (5.18)$$

В этих условиях вклад ρ_s прямо пропорционален квадрату параметра Λ , характеризующего интенсивность обменного взаимодействия электронов проводимости и локализованных электронов, обратно пропорционален скорости спиновой релаксации электронов проводимости \tilde{v}_0 и не зависит от α . Напомним, что эффективная скорость релаксации \tilde{v}_0 есть сумма скоростей спин-решёточной релаксации $v_s = 1/\tau_s$, спин-диффузионной релаксации $v_D = q^2 D$ и спин-прецессионной релаксации $v_P = \Omega_\Lambda^2 / v_s$.

Если параметр затухания Гильберта α мал, так что $\alpha \ll \chi \Lambda / \hat{v}_0$, то

$$\rho_s^{(0)} \approx \alpha M q^2 / \gamma e^2 N_0^2. \quad (5.19)$$

В этом предельном случае величина гелимагнитного вклада в электросопротивление определяется исключительно значением параметра затухания Гильберта α и не зависит ни от параметра взаимодействия Λ , ни от параметра \tilde{v}_0 , характеризующего скорость затухания колебаний намагниченности \mathbf{m} .

Физический смысл полученных результатов довольно прозрачен. Если $\alpha \gg \chi\Lambda/\hat{v}_0$, то вращение спирали $\mathbf{M}(z,t)$ под действием протекающего электрического тока предельно затруднено в силу большой величины скорости релаксации Гильберта и в первом приближении спираль $\mathbf{M}(z,t)$ можно считать неподвижной. В этом случае вся картина явления определяется эффективной скоростью релаксации спина электронов проводимости \tilde{v}_0 , а величина параметра Гильберта α не имеет существенного значения. Конечный результат для ρ_s , определяемый формулой (5.18), совпадает с полученным ранее в главе 3 для неподвижной спирали.

В случае $\alpha \ll \chi\Lambda/\hat{v}_0$ слабое затухание колебаний магнитной спирали гелимагнетика $\mathbf{M}(z,t)$ приводит к тому, что она легко «подстраивается» под движение намагниченности $\mathbf{m}(z,t)$ электронов проводимости и поэтому даёт тем меньший вклад в электросопротивление, чем меньшее значение имеет параметр затухания α . При этом величина скорости затухания \tilde{v}_0 не имеет существенного значения. Это обстоятельство и отражает прямая пропорциональная зависимость величины $\rho_s^{(0)}$ от α и её независимость от \tilde{v}_0 в формуле (5.19).

Проанализируем нелинейные эффекты в электросопротивлении гелимагнетиков, описываемые зависимостью $\rho_s(\theta)$. Анализ выражения (5.15) для $\rho_s(\theta)$ показывает, что $\rho_s(\theta)$ является монотонно-убывающей функцией своего аргумента, определенной на интервале $0 \leq \theta \leq \pi/2$ и принимающей на его границах значения $\rho_s(0) = \rho_H \hat{a} \hat{v}_0 / (1 + \hat{a} \hat{v}_0)$ и $\rho_s(\pi/2) = 0$.

Все нелинейные эффекты в поведении электросопротивления $\rho_s(\theta)$ определяются зависимостью $\theta(\hat{j})$, которая задаётся уравнением (5.16). Легко видеть, что в зависимости от соотношения параметров \hat{a} , \hat{v}_0 и \hat{v}_1 могут реализоваться два принципиально различных сценария в поведении функции $\theta(\hat{j})$.

Сценарий I реализуется в случае выполнения условия $\hat{a}(2\hat{v}_0 - 3\hat{v}_1) < 1$. При выполнении этого условия функция $\theta(\hat{j})$ является монотонно-возрастающей функцией. Рост \hat{j} от 0 до $\hat{j}_1 = 1 + \hat{a}\hat{v}_1$ сопровождается монотонным ростом θ от 0 до $\pi/2$. В условиях реализации сценария I при $\hat{j} > \hat{j}_1$ уравнение (5.16) не имеет решений, описывающих гармоническое вращение спирали намагниченности гелимагнетика.

Сценарий II реализуется, когда $\hat{a}(2\hat{v}_0 - 3\hat{v}_1) > 1$. В условиях сценария II простая картина монотонного увеличения θ с ростом \hat{j} сохранится лишь в диапазоне $0 \leq \hat{j} < \hat{j}_1$. В этом диапазоне уравнение (5.16) имеет единственное решение $\theta^{(1)}(\hat{j})$. Когда \hat{j} станет равной \hat{j}_1 , угол θ

достигнет величины $\theta^{(1)}(\hat{j}_1)$, которая заведомо меньше $\pi/2$. При $\hat{j} > \hat{j}_1$ возникнет ситуация, когда уравнение (5.16) имеет два решения, т.е. магнитная спираль может одновременно находиться в двух состояниях, характеризующихся разными углами конусности $\theta^{(1)}(\hat{j})$ и $\theta^{(2)}(\hat{j})$ при одном и том же значении \hat{j} . Двум разным углам $\theta^{(1)}$ и $\theta^{(2)}$ соответствуют, согласно формуле (5.11), две различные частоты вращения спирали. Это явление было названо в главе 4 как «спиновая вращательная бистабильность гелимагнетиков». Такая бистабильность будет наблюдаться в диапазоне $\hat{j}_1 \leq \hat{j} \leq \hat{j}_2$, где $\hat{j}_2 = 2(1 + \hat{a}\hat{v}_0)^{3/2} / 3\sqrt{3\hat{a}(\hat{v}_0 - \hat{v}_1)}$. Обе ветви $\theta^{(1)}(\hat{j})$ и $\theta^{(2)}(\hat{j})$ в указанном диапазоне \hat{j} сосуществуют, смыкаясь при $\hat{j} = \hat{j}_2$. В точке смыкания двух ветвей $\theta^{(1)} = \theta^{(2)} = \arcsin \sqrt{(1 + \hat{a}\hat{v}_0) / 3\hat{a}(\hat{v}_0 - \hat{v}_1)}$.

Развитая теория не даёт ответа на вопрос, какое из двух возбуждённых состояний вращающейся под действием тока магнитной системы гелимагнетика будет реализовываться в эксперименте при $\hat{j}_1 \leq \hat{j} \leq \hat{j}_2$. При $\hat{j} > \hat{j}_2$ уравнение (5.16) не имеет решений, описывающих гармоническое вращение спирали намагниченности гелимагнетика.

В условиях реализации сценария I поведение спинового вклада в электросопротивление описывается функцией $\rho_s(\theta^{(1)}(\hat{j}))$, которая является монотонно-убывающей функцией переменной \hat{j} . Рост \hat{j} от 0 до $\hat{j}_1 = 1 + \hat{a}\hat{v}_1$ приводит к монотонному убыванию $\rho_s(\theta^{(1)}(\hat{j}))$ от значения $\rho_s(0)$ до 0.

При реализации сценария II в диапазоне $0 \leq \hat{j} < \hat{j}_1$ спиновый вклад в электросопротивление определяется однозначно функцией $\rho_s(\theta^{(1)}(\hat{j}))$. При росте \hat{j} от значения \hat{j}_1 до \hat{j}_2 возникает ситуация, при которой гелимагнетик может одновременно находиться в двух состояниях с разным электросопротивлением при одном и том же значении \hat{j} . В дополнение к монотонно убывающей ветви $\rho_s(\theta^{(1)}(\hat{j}))$ возникает вторая – монотонно возрастающая ветвь $\rho_s(\theta^{(2)}(\hat{j}))$, при этом значение $\rho_s(\theta^{(2)}(\hat{j}_1)) = 0$. В точке смыкания двух этих ветвей $\rho_s(\theta(\hat{j}_2)) = \rho_s^{(0)} [\hat{a}(2\hat{v}_0 - 3\hat{v}_1) - 1] / 2\hat{a}(\hat{v}_0 - \hat{v}_1)$.

Явление существования в гелимагнетиках двух состояний спиновой спирали с различным электросопротивлением при одном и том же значении протекающего в гелимагнетике электрического тока может быть названо как «спиновая электрическая бистабильность гелимагнетиков». Отметим, что спиновая электрическая бистабильность, как и спиновая

вращательная бистабильность, описанная в главе 4, являются непосредственным проявлением эффекта ПСМ в гелимагнетиках.

Развитая теория не даёт ответа на вопрос, какое из двух значений электросопротивления вращающейся под действием тока магнитной системы гелимагнетика будет реализовываться в эксперименте при $\hat{j} \geq \hat{j}_1$. 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 этими двумя состояниями.

Вольтамперная характеристика гелимагнетика в условиях существования электрической бистабильности является существенно нелинейной. Для демонстрации степени этой нелинейности помимо удельного электросопротивления $\rho = E_\ell / j_\ell$ найдём удельное дифференциальное электросопротивление $\tilde{\rho}$, которое определяется как $\tilde{\rho} = \partial E_\ell / \partial j_\ell$. Дифференциальное электросопротивление $\tilde{\rho}$ можно представить в виде $\tilde{\rho} = \rho_F + \tilde{\rho}_S$, где

$$\tilde{\rho}_S = \rho_S(\theta) + \frac{\partial \rho_S(\theta)}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial \hat{j}} \hat{j}. \quad (5.20)$$

В силу описанных выше свойств функций $\rho_S(\theta)$ и $\theta(\hat{j})$, в условиях реализации сценария II при стремлении \hat{j} к величине \hat{j}_2 производная $\partial \theta / \partial \hat{j}$ неограниченно растёт, тогда как производная $\partial \rho_S(\theta) / \partial \theta$ остаётся конечной отрицательной величиной. Следовательно, с приближением \hat{j} к величине \hat{j}_2 спиновый вклад $\tilde{\rho}_S$, а вместе с ним и дифференциальное электросопротивление $\tilde{\rho}$ могут иметь сколь угодно большие отрицательные значения. Таким образом, гелимагнетики могут представлять интерес для электроники как материалы, которые при определенных условиях имеют отрицательное дифференциальное электросопротивление [179, 180].

5.3 Численные оценки и расчёты

Проиллюстрируем описанные в предыдущем разделе особенности поведения электросопротивления хиральных гелимагнетиков на примере гелимагнетиков металлического типа. Значение спиновой восприимчивости Паули по порядку величины может быть оценено как $\chi \sim 10^{-6}$. Для s - d обменного взаимодействия с характерной величиной взаимодействия 0.01 эВ параметр $\Lambda \sim 10^4$. Для величины константы затухания Гильберта в гелимагнетиках примем

оценку $\alpha \sim 0.01$, которая соответствует экспериментальным данным для гелимагнетика FeGe, приведённым в работе [162]. Тогда для параметра \hat{a} получаем оценку $\hat{a} \sim 1$.

Полагая, что намагниченность гелимагнетика $M \sim 10^3$ Гс, получаем оценку для частоты $\Omega_\Lambda \sim 10^{14}$ с⁻¹. Величина поля B_F может быть определена из экспериментальных измерений величины внешнего магнитного поля, необходимого для перехода из геликоидального состояния системы в «ферромагнитное», что даёт оценку «снизу» для $B_F \sim 10^3$ Гс, откуда $\Omega_F \sim 10^{10}$ с⁻¹. С учётом того, что согласно приведённым выше оценкам $\Omega_F \ll \Omega_\Lambda$, для частоты $\hat{\nu}_1$ будем использовать выражение $\hat{\nu}_1 \approx \hat{\nu}_S + \hat{\nu}_D + 1/(\hat{\nu}_S + \hat{\nu}_D)$. В металлах скорость Ферми $v_F \sim 10^8$ см/с, время релаксации импульса $\tau_o \sim 10^{-14}$ с и тогда по порядку величины коэффициент диффузии $D \sim 10$ см²/с. Для гелимагнетиков, в которых волновое число $q \sim 10^6$ см⁻¹, получаем оценку $v_D \sim 10^{13}$ с⁻¹. Тогда параметр $\hat{\nu}_D \sim 10^{-1}$. Экспериментальные данные о значениях времени спиновой релаксации τ_s в гелимагнетиках в литературе отсутствуют, поэтому в дальнейшем рассмотрении величина $\hat{\nu}_S$ останется свободным параметром теории. Очевидно, что для оценки величины времени спиновой релаксации τ_s «снизу» можно использовать характерные значения времени релаксации импульса $\tau_o \sim 10^{-14}$ с, так что для параметра $\hat{\nu}_S$ получаем оценку «сверху» $\hat{\nu}_S \leq 1$.

Приведённые выше численные оценки параметров Ω_F и q позволяют оценить величину плотности тока $j_0 = |e|N_0\Omega_F/q$, которая определяет границу области значимости нелинейных эффектов в спиновом электронном транспорте в гелимагнетике. Для металлических гелимагнетиков с концентрацией электронов проводимости $N_0 \sim 10^{22}$ см⁻³ получаем оценку $j_0 \sim 10^7$ А/см². Отметим, что в экспериментальных работах [99, 173–177] для наблюдения движения доменных стенок в металлах под действием электрического поля практически использовались токи плотностью $\sim 10^7 \div 10^8$ А/см². В обзоре [178] сообщается об использовании электрических токов такой же величины для манипуляций скирмионами в металлах. Таким образом, полученная оценка для j_0 позволяет надеяться, что вышеописанные нелинейные эффекты в спиновом электронном транспорте в гелимагнитных металлах могут быть обнаружены экспериментально.

Для иллюстрации особенностей нелинейного поведения электросопротивления гелимагнетиков приведём результаты численного расчёта зависимостей от \hat{j} величин θ , ρ_S и $\tilde{\rho}_S$.

На Рисунке 5.2 представлена зависимость угла конусности $\theta(\hat{j})$, полученная как решение уравнения (5.16), при $\hat{a} = 1$ и $\hat{v}_D = 0.1$. Кривая I соответствует сценарию I при выборе параметра $\hat{v}_S = 1$. Сценарий II при данных значениях \hat{a} и \hat{v}_D реализуется при $\hat{v}_S < 0.15$. На Рисунке 5.2 кривая II соответствует сценарию II при выборе $\hat{v}_S = 0.05$. Пунктирная кривая соответствует границе областей существования сценариев I и II, когда $\hat{v}_S = 0.15$. В области $\hat{j}_1 \leq \hat{j} \leq \hat{j}_2$ уравнение (5.16) для каждого значения \hat{j} имеет два решения, отличающиеся величиной угла конусности $\theta(\hat{j})$.

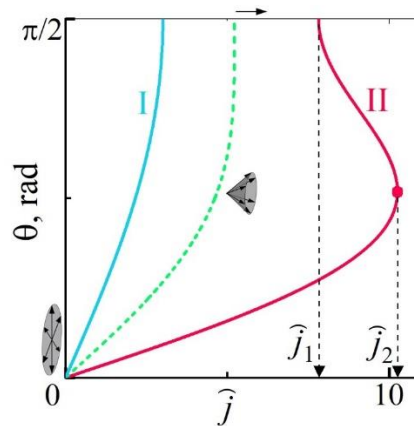


Рисунок 5.2 – Поведение угла конусности $\theta(\hat{j})$ с изменением плотности тока \hat{j} при $\hat{a} = 1$ и $\hat{v}_D = 0.1$. Кривая I соответствует сценарию I ($\hat{v}_S = 1$); кривая II представляет сценарий II ($\hat{v}_S = 0.05$); пунктирная кривая соответствует границе областей существования сценариев I и II ($\hat{v}_S = 0.15$)

На Рисунке 5.3 представлена зависимость отношения ρ_S/ρ_H от плотности тока \hat{j} при тех же значениях параметров \hat{a} и \hat{v}_D , которые были использованы при построении кривых на Рисунке 5.2. В области $\hat{j}_1 \leq \hat{j} \leq \hat{j}_2$ реализуется режим спиновой электрической бистабильности.

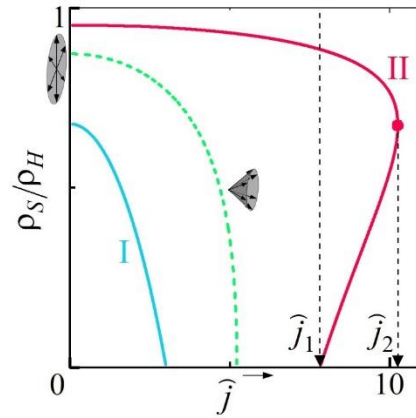


Рисунок 5.3 – Поведение относительного электросопротивления ρ_s/ρ_H с изменением \hat{j} при $\hat{a} = 1$ и $\hat{v}_D = 0.1$. Кривая I представляет сценарий I ($\hat{v}_s = 1$); кривая II представляет сценарий II ($\hat{v}_s = 0.05$); пунктирная кривая соответствует границе областей существования сценариев I и II ($\hat{v}_s = 0.15$)

Рисунок 5.4 представляет зависимость спинового вклада в относительное дифференциальное электросопротивление $\tilde{\rho}_s/\rho_H$ от плотности тока \hat{j} при тех же значениях параметров \hat{a} и \hat{v}_D , которые были использованы при построении кривых на Рисунке 5.2. В условиях реализации сценария II для значений \hat{j} , достаточно близких к \hat{j}_2 , дифференциальное электросопротивление $\tilde{\rho}$ вместе с $\tilde{\rho}_s$ принимает отрицательные значения.

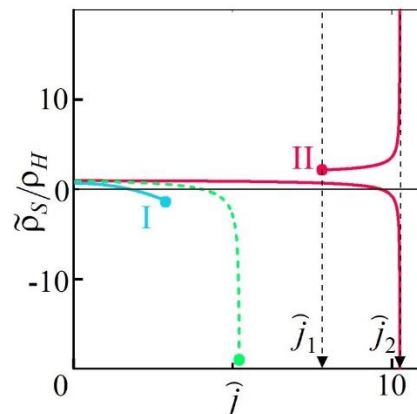


Рисунок 5.4 – Поведение относительного дифференциального электросопротивления $\tilde{\rho}_s/\rho_H$ с изменением \hat{j} при $\hat{a} = 1$ и $\hat{v}_D = 0.1$. Кривая I представляет сценарий I ($\hat{v}_s = 1$); пунктирная кривая соответствует границе областей существования сценариев I и II ($\hat{v}_s = 0.15$). Две ветви кривой II представляют сценарий II ($\hat{v}_s = 0.05$)

5.4 Заключение и выводы по главе 5

В этой главе представлено теоретическое описание нелинейного квантового спинового транспорта в проводящих хиральных гелимагнетиках в условиях проявления эффекта передачи спинового момента.

Установлено, что при возникновении вращения спиновой спирали под действием протекающего электрического тока электросопротивление гелимагнетика будет всегда меньше сопротивления гелимагнетика, в котором спиновая спираль неподвижна. Величина квантового спинового вклада в электросопротивление в условиях передачи спинового момента зависит от величины интеграла обменного взаимодействия и от релаксационных характеристик спиновых систем электронов проводимости и локализованных электронов.

Если константа затухания Гильберта α достаточно велика, то вращение спиновой спирали гелимагнетика под действием протекающего электрического тока предельно затруднено и в первом приближении магнитную спираль $\mathbf{M}(z, t)$ можно считать неподвижной. В этом случае величина спинового вклада в электросопротивление определяется только эффективной скоростью релаксации спина электронов проводимости, а величина параметра затухания Гильберта α не имеет существенного значения.

В случае, когда параметр затухания Гильберта α достаточно мал, слабое затухание колебаний магнитной спирали гелимагнетика $\mathbf{M}(z, t)$ приводит к тому, что она легко «подстраивается» под движение намагниченности $\mathbf{m}(z, t)$ электронов проводимости и поэтому даёт тем меньший вклад в электросопротивление, чем меньшее значение имеет параметр затухания α . При этом величина скорости спинового затухания электронов проводимости не имеет существенного значения. В этих условиях спиновый вклад в электросопротивление прямо пропорционален α .

Вольт-амперная характеристика гелимагнетика в условиях действия эффекта передачи спинового момента может быть существенно нелинейной. Для гелимагнетиков металлического типа нелинейные эффекты становятся существенными при плотностях электрического тока, превышающих значение $j_0 \sim 10^7$ А/см². Протекание тока большой плотности вызывает изменение формы спиновой спирали: простая спираль трансформируется в коническую, причём угол конусности растёт с увеличением плотности электрического тока, достигая критического значения $\pi/2$, при котором спиральное упорядочение спиновых моментов вырождается в коллинеарное.

При определенных соотношениях параметров, характеризующих гелимагнетик, возможна ситуация, когда при протекании тока в системе возникает «спиновая электрическая бистабильность» – явление существования в гелимагнетике двух состояний спиновой спирали с различным электросопротивлением при одном и том же значении протекающего в гелимагнетике электрического тока. В условиях существования спиновой электрической бистабильности дифференциальное электросопротивление гелимагнетика может принимать сколь угодно большие отрицательные значения. Эта особенность электрорезистивных свойств гелимагнетиков может представлять интерес для их возможного использования как материалов для приборов и устройств магнитоэлектроники.

Результаты, представленные в главе 5, опубликованы в работе [А7].

6 ХИРАЛЬНАЯ СПИН-ОРБИТРОНИКА ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ ГЕЛИМАГНЕТИК – НЕМАГНИТНЫЙ МЕТАЛЛ

В последние годы появились работы, в которых перенос спинового момента из немагнитного металлического слоя в магнитную подсистему слоя с хиральной спиновой структурой был исследован экспериментально [31–33, 145–147]. В частности, инжекция чисто спинового тока в гелимагнетики была экспериментально изучена в работах [31–33]. Авторами [31–33] было обнаружено, что наличие спирального магнитного упорядочения в гелимагнетиках влияет на инжекцию чисто спинового тока в гелимагнетики.

Целью данной главы является разработка теории, позволяющей описывать явления спин-орбитроники в терминах уравнений движения и соответствующих граничных условий для макроскопических величин: плотностей зарядов и спинов электронов проводимости, а также зарядовых и спиновых токов. Для построения теории будут использованы уравнения движения для плотностей и потоков, полученные в главе 2, которые будут дополнены граничными условиями, необходимыми для «сшивки» спиновых и зарядовых токов на границе инжекции. Разработанная теория позволит описывать явления спин-орбитроники с учётом возможности переворота спина электронов проводимости на границе инжекции. На её основе будет описана инжекция чисто спинового тока из немагнитного металла с сильным спин-орбитальным взаимодействием (СОВ) в гелимагнетик.

6.1 Основные уравнения спин-орбитроники

Для описания плотностей и потоков в случае когда имеется гетероструктура гелимагнетик – немагнитный металл с сильным спин-орбитальным взаимодействием могут быть использованы уравнения (2.61)-(2.64). Будем рассматривать случай, когда внешнее магнитное поле отсутствует и газ электронов проводимости можно считать вырожденным. Пусть тянущее электрическое поле \mathbf{E}_0 однородно в пространстве и не зависит от времени. Будем считать, что вектор \mathbf{E}_0 лежит в плоскости XY , так что $\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{e}_z = 0$, где \mathbf{e}_z – единичный вектор, задающий направление оси OZ . Тогда все величины δN , $\delta \mathbf{S}$, \mathbf{I} , \mathbf{J} не зависят от времени, а их координатная зависимость сводится к зависимости только от координаты z . Поле $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \delta \mathbf{E}$, где $\delta \mathbf{E} = \delta E \mathbf{e}_z$ – индуцированная СОВ неоднородная компонента действующего в металле электрического поля, направленная вдоль оси OZ .

Пренебрежём эффектами, которые обусловлены действием на спин электрона сил, вызванных неоднородностью эффективного обменного поля $\Lambda\mathbf{M}$. Эти эффекты, подробно рассмотренные ранее в главе 3, не играют, в силу своей малости, принципиальной роли в настоящем описании эффектов СОВ.

Записывая уравнения (2.63) и (2.64), мы проведём их линеаризацию по электрическому полю \mathbf{E} , для чего в левой части этих уравнений заменим N на N_0 и \mathbf{S} на \mathbf{S}_L . Кроме того, мы будем считать выполненным условие $\Omega_\lambda \tau_o \ll 1$, что позволяет считать пятый член в левой части уравнения (2.64) малым по сравнению с седьмым и опустить его. В результате система уравнений (2.61)-(2.64) принимает вид:

$$\frac{\partial}{\partial z} \mathbf{e}_z \cdot \mathbf{I} = 0, \quad (6.1)$$

$$\frac{1}{\tau_s} \delta \mathbf{S} + [\mathbf{S} \times \boldsymbol{\Omega}_\lambda] + \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{e}_z \cdot \mathbf{J} = 0, \quad (6.2)$$

$$\mathbf{I} = \frac{\sigma}{e} \mathbf{E} - D \mathbf{e}_z \frac{\partial}{\partial z} \delta N - \xi (\boldsymbol{\epsilon} \cdot \mathbf{J}), \quad (6.3)$$

$$\mathbf{J} = \frac{\sigma}{e N_0} \mathbf{E} \otimes \mathbf{S}_L - D \mathbf{e}_z \otimes \frac{\partial}{\partial z} \delta \mathbf{S} - \xi (\boldsymbol{\epsilon} \cdot \mathbf{I}), \quad (6.4)$$

где введён параметр $\xi = \tau_o / \tau_{so}$, характеризующий относительную интенсивность скорости косоугольного рассеяния электронов проводимости (по отношению к скорости релаксации импульса). Спиновый угол Холла, обозначаемый как Θ_{SHE} , как правило, для реальных металлов $|\Theta_{\text{SHE}}| \ll 1$ и тогда введённый нами параметр ξ и спиновый угол Холла Θ_{SHE} можно просто отождествить: $\xi \equiv \Theta_{\text{SHE}}$.

Уравнение (6.4) наглядно описывает явление, получившее название «спиновый эффект Холла» [17, 30, 117–123]: поток электронов проводимости, фигурирующий в последнем члене правой части уравнения (6.4), индуцирует за счёт СОВ спиновый ток. Соответственно уравнение (6.3) описывает «обратный спиновый эффект Холла»: спиновый ток при наличии СОВ индуцирует электрический ток.

В последующих преобразованиях уравнений (6.1)-(6.4) будут использованы следующие соотношения тензорной алгебры, описывающие правила обращения с тензором $\boldsymbol{\epsilon}$ и справедливые для произвольных векторов \mathbf{a} и \mathbf{b} :

$$\boldsymbol{\epsilon} \cdot \boldsymbol{\epsilon} = -2, \quad (6.5)$$

$$\boldsymbol{\epsilon} \cdot \mathbf{a} \otimes \mathbf{b} = -[\mathbf{a} \times \mathbf{b}], \quad (6.6)$$

$$\mathbf{a} \cdot \boldsymbol{\epsilon} \cdot \mathbf{b} = -[\mathbf{a} \times \mathbf{b}]. \quad (6.7)$$

Подставляя выражение (6.3) для \mathbf{I} в правую часть уравнения (6.4), получаем:

$$\mathbf{J} = \frac{\tilde{\sigma}}{eN_0} \mathbf{E} \otimes \mathbf{S}_L - \tilde{D} \mathbf{e}_z \otimes \frac{\partial}{\partial z} \delta \mathbf{S} - \xi \frac{\tilde{\sigma}}{e} (\boldsymbol{\epsilon} \cdot \mathbf{E}) + \xi \tilde{D} \frac{\partial}{\partial z} \delta N (\boldsymbol{\epsilon} \cdot \mathbf{e}_z), \quad (6.8)$$

где $\tilde{\sigma} = \sigma / (1 + 2\xi^2)$ и $\tilde{D} = D / (1 + 2\xi^2)$ – перенормированные спин-орбитальным взаимодействием проводимость и коэффициент диффузии. При получении (6.8) мы пренебрегли несущественным для целей настоящей работы отличием тензора $\boldsymbol{\epsilon} \cdot \boldsymbol{\epsilon} \cdot \mathbf{J}$ от $\boldsymbol{\epsilon} \cdot \boldsymbol{\epsilon} \cdot \mathbf{J}$, что соответствует пренебрежению слабой анизотропией коэффициента диффузии, вызванной СОВ, и воспользовались правилом (6.5).

Для того, чтобы сделать картину протекания спинового тока более наглядной, воспользуемся предложенным в главе 2 «векторным» представлением тензора \mathbf{J} . Введём в рассмотрение векторы \mathbf{P}_i поляризации спиновых токов, текущих в направлениях i , $i = x, y, z$. По определению, $\mathbf{P}_i = \mathbf{e}_i \cdot \mathbf{J}$. Задание трех векторов \mathbf{P}_i полностью эквивалентно заданию тензора \mathbf{J} . Для вектора \mathbf{P}_z из формулы (6.8) с использованием соотношения (6.7) получаем:

$$\mathbf{P}_z = \frac{\tilde{\sigma}}{eN_0} \delta E \mathbf{S}_L - \tilde{D} \frac{\partial}{\partial z} \delta \mathbf{S} + \xi \frac{\tilde{\sigma}}{e} [\mathbf{e}_z \times \mathbf{E}]. \quad (6.9)$$

Легко видеть, что уравнение (6.2) записывается в терминах \mathbf{S} и \mathbf{P}_z следующим образом:

$$\frac{1}{\tau_s} \delta \mathbf{S} + [\mathbf{S} \times \boldsymbol{\Omega}_\Lambda] + \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{P}_z = 0. \quad (6.10)$$

Подставляя выражение (6.4) для \mathbf{J} в правую часть уравнения (6.3) и используя соотношения (6.5) и (6.6), а также связь $\mathbf{S}_L = -\chi \Lambda \mathbf{M} / \mu$, получаем:

$$\mathbf{I} = \frac{\tilde{\sigma}}{e} \mathbf{E} - \xi \tilde{D} \left[\mathbf{e}_z \times \frac{\partial}{\partial z} \delta \mathbf{S} \right] + \xi \frac{\chi \Lambda \tilde{\sigma}}{e \mu N_0} [\mathbf{M} \times \mathbf{E}] - \tilde{D} \frac{\partial}{\partial z} \delta N \mathbf{e}_z. \quad (6.11)$$

Четыре слагаемые в правой части выражения (6.11) отражают различные аспекты влияния СОВ на протекание в металле электрического тока.

Величину первого слагаемого определяет проводимость $\tilde{\sigma} = \sigma / (1 + 2\xi^2)$. Из вида $\tilde{\sigma}$ с очевидностью следует, что СОВ приводит к уменьшению величины электропроводности. Это уменьшение непосредственно определяется величиной параметра ξ .

Второе слагаемое описывает вызванное СОВ появление неоднородного распределения плотности электронного тока по сечению образца. Последнее зависит от неоднородного распределения неравновесной спиновой плотности, что, в свою очередь, является прямым проявлением спинового эффекта Холла. Таким образом, спиновый эффект Холла проявляется как появление в образце неоднородной неравновесной электронной намагниченности и неоднородного распределения электрического тока по сечению образца.

Третье и четвертое слагаемые описывают потоки электронов, текущих в направлении, перпендикулярном направлению тянущего электрического поля \mathbf{E} . Третий член в правой части (6.11) описывает аномальный эффект Холла. Последний проявляется в том, что протекание в системе с намагниченностью \mathbf{M} электрического тока в направлении тянущего поля \mathbf{E}_0 сопровождается током в поперечном направлении $[\mathbf{M} \times \mathbf{E}_0]$. Четвертое слагаемое – это текущий вдоль оси OZ электронный ток диффузионного происхождения, порождаемый неоднородным распределением неравновесной электронной плотности δN .

Появление зависящей от координаты z неравновесной плотности электронов δN обусловлено зависимостью от z спиновой плотности \mathbf{S}_L . Уравнение, определяющее δN , получаем путём подстановки в уравнение (6.1) выражения (6.11) для тока \mathbf{I} и использования уравнения $\text{div} \mathbf{E} = 4\pi e \delta N$:

$$r_D^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \delta N - \delta N = \xi \frac{\chi \Lambda}{4\pi e \mu N_0} [\mathbf{E}_0 \times \mathbf{e}_z] \cdot \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{M}, \quad (6.12)$$

где $r_D = \sqrt{m_e v_F^2 / 12\pi N_0 e^2}$ – дебаевская длина экранирования электрического поля вырожденным электронным газом.

Система уравнений (6.9)-(6.12) составит основу описания явлений спин-орбитроники для гетероструктуры «гелимагнетик – немагнитный металл».

6.2 Спин-орбитроника полуограниченного немагнитного металла с сильным спин-орбитальным взаимодействием

Для описания спин-орбитроники гетероструктуры «гелимагнетик – немагнитный металл» рассмотрим модель, в которой немагнитный металл с сильным СОВ занимает полупространство $z \leq 0$, а гелимагнетик, в котором СОВ считается пренебрежимо малым, расположен в области $z \geq 0$. Из (6.12) и (6.11) ясно, что в этом случае $\delta N \equiv 0$ и $\delta \mathbf{E} \equiv 0$, и система уравнений (6.9)-(6.12) значительно упрощается.

Для описания свойств немагнитного металла с учётом СОВ используем уравнения (6.9)-(6.11), в которых следует положить $\Lambda = 0$. Все величины, как параметры, так и переменные, характеризующие немагнитный металл с сильным СОВ, будем обозначать знаком тильды. Например, спиновая плотность электронов в немагнитном металле будет обозначаться как $\tilde{\mathbf{S}}$, поляризация спинового тока – как $\tilde{\mathbf{P}}_z$, время спиновой релаксации – как $\tilde{\tau}_s$. Индекс z у величины

$\tilde{\mathbf{P}}_z$ будем, если это не приводит к недоразумениям, опускать. Уравнение (6.10) для $\tilde{\mathbf{S}}$ и выражения (6.9) и (6.11) для $\tilde{\mathbf{P}}$ и $\tilde{\mathbf{I}}$ в области $z \leq 0$ принимают вид:

$$\frac{1}{\tilde{\tau}_s} \delta \tilde{\mathbf{S}} + \frac{\partial}{\partial z} \tilde{\mathbf{P}} = 0, \quad (6.13)$$

$$\tilde{\mathbf{P}} = -\tilde{D} \frac{\partial}{\partial z} \delta \tilde{\mathbf{S}} + \xi \frac{\tilde{\sigma}}{e} [\mathbf{e}_z \times \mathbf{E}_0], \quad (6.14)$$

$$\tilde{\mathbf{I}} = \frac{\tilde{\sigma}}{e} \mathbf{E}_0 - \xi \tilde{D} \left[\mathbf{e}_z \times \frac{\partial}{\partial z} \delta \tilde{\mathbf{S}} \right]. \quad (6.15)$$

Подставляя выражение (6.14) для $\tilde{\mathbf{P}}$ в уравнение (6.13) и учитывая независимость \mathbf{E}_0 от z , получаем замкнутое уравнение для $\delta \tilde{\mathbf{S}}$:

$$\tilde{L}_s^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \delta \tilde{\mathbf{S}} - \delta \tilde{\mathbf{S}} = 0, \quad (6.16)$$

где $\tilde{L}_s = \sqrt{\tilde{D} \tilde{\tau}_s}$ – спин-диффузионная длина в немагнитном металле с учётом СОВ.

Общее решение дифференциального уравнения (6.16), затухающее при $z \rightarrow -\infty$, запишем в виде:

$$\delta \tilde{\mathbf{S}}(z) = \delta \tilde{\mathbf{S}}(-0) e^{z/\tilde{L}_s}, \quad (6.17)$$

где $\delta \tilde{\mathbf{S}}(-0)$ – величина, подлежащая определению из граничных условий. Тогда из (6.14)

$$\tilde{\mathbf{P}}(z) = -\frac{\tilde{D}}{\tilde{L}_s} \delta \tilde{\mathbf{S}}(-0) e^{z/\tilde{L}_s} + \xi [\mathbf{e}_z \times \tilde{\mathbf{I}}_0], \quad (6.18)$$

где $\tilde{\mathbf{I}}_0 = (\tilde{\sigma}/e) \mathbf{E}_0$ – плотность потока электронов в глубине металла (при $z \rightarrow -\infty$). Подставляя (6.17) в (6.15), находим текущий в металле поток $\tilde{\mathbf{I}}(z)$:

$$\tilde{\mathbf{I}}(z) = \tilde{\mathbf{I}}_0 + \xi \left\{ [\mathbf{e}_z \times \tilde{\mathbf{P}}(-0)] + \xi \tilde{\mathbf{I}}_0 \right\} e^{z/\tilde{L}_s}. \quad (6.19)$$

Выражения (6.18) и (6.19) непосредственно описывают проявления спинового эффекта Холла вблизи границы немагнитного металла. Электронный поток $\tilde{\mathbf{I}}$, текущий вдоль границы $z = 0$, под действием СОВ порождает спиновый ток с поляризацией $\tilde{\mathbf{P}}(z)$, текущий вдоль нормали к границе. В глубине металла, на расстояниях, существенно больших длины диффузии \tilde{L}_s , электронный поток равен $\tilde{\mathbf{I}}_0$. Спиновый ток в глубине металла $\tilde{\mathbf{P}}_0 = \xi [\mathbf{e}_z \times \tilde{\mathbf{I}}_0]$. По мере приближения к границе вектор поляризации спинового тока $\tilde{\mathbf{P}}(z)$ меняет свою длину и направление, принимая на границе значение $\tilde{\mathbf{P}}(-0)$, которое зависит от транспортных свойств границы раздела. Вектор плотности потока $\tilde{\mathbf{I}}(z)$, асимптотически равный $\tilde{\mathbf{I}}_0$ при $z \rightarrow -\infty$,

изменяется на характерных расстояниях порядка \tilde{L}_s и принимает на границе $z=0$ значение $(1+\xi^2)\tilde{\mathbf{I}}_0 + \xi[\mathbf{e}_z \times \tilde{\mathbf{P}}(-0)]$.

Если граница раздела не проницаема для электронов и на границе нет рассеяния с переворотом спина, то граничным условием служит равенство $\tilde{\mathbf{P}}(-0) = 0$. Для этого простейшего случая получаем: $\tilde{\mathbf{P}}(z) = \xi(1 - e^{-z/\tilde{L}_s})[\mathbf{e}_z \times \tilde{\mathbf{I}}_0]$, $\tilde{\mathbf{I}}(z) = (1 + \xi^2 e^{-z/\tilde{L}_s})\tilde{\mathbf{I}}_0$.

6.3 Спиновый транспорт в проводящем гелимагнетике

Рассмотрим особенности спинового транспорта в полуограниченном гелимагнетике, расположенном в области $z \geq 0$, в котором СОВ считается пренебрежимо малым.

Ограничимся рассмотрением гелимагнетика, в котором в отсутствие внешнего магнитного поля реализуется магнитная структура типа «простая спираль», ось которой совпадает с осью OZ . Длину M вектора намагниченности локализованных электронов \mathbf{M} будем считать не зависящей от координаты z величиной. Направление вектора \mathbf{M} будем задавать единичным вектором $\mathbf{h} = \mathbf{M}/M$, который меняется с ростом z как $\mathbf{h} = \mathbf{e}_x \cos Kqz + \mathbf{e}_y \sin Kqz$, где q – волновое число, $K = \pm 1$ – хиральность спирали намагниченности, \mathbf{e}_x и \mathbf{e}_y единичные векторы вдоль осей OX и OY соответственно. Тогда равновесная спиновая плотность электронов проводимости $\mathbf{S}_L = -(\chi\Lambda M/\mu)\mathbf{h}$. В гелимагнетике с волновым числом q направление \mathbf{S}_L меняется в пространстве с периодом $L_H = 2\pi/q$.

Для описания свойств гелимагнитного металла используем уравнения (6.9)-(6.11), в которых следует положить $\xi = 0$. Связь спинового тока \mathbf{P} и спиновой плотности \mathbf{S} принимает простой вид:

$$\mathbf{P} = -D \frac{\partial}{\partial z} \delta \mathbf{S}. \quad (6.20)$$

Уравнение (6.10) для \mathbf{S} после подстановки выражения (6.20) для \mathbf{P} представим в виде

$$\frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} \delta \mathbf{S} - \delta \mathbf{S} - \lambda [\delta \mathbf{S} \times \mathbf{h}] = 0. \quad (6.21)$$

При записи уравнения (6.21) мы ввели безразмерную координату $\zeta = z/L_s$, где $L_s = \sqrt{D\tau_s}$ – длина спиновой диффузии в гелимагнетике, а также безразмерный параметр $\lambda = \tau_s \gamma \Lambda M$, характеризующий величину s - $d(f)$ обменного взаимодействия.

Будем искать решение уравнения (6.21) в виде разложения $\delta\mathbf{S}$ по трём взаимно перпендикулярным ортам \mathbf{e}_z , \mathbf{h} и $[\mathbf{h} \times \mathbf{e}_z]$, из которых два последних гармонически изменяют направление с ростом координаты z :

$$\delta\mathbf{S} = \delta S_z \mathbf{e}_z + \delta S_{\parallel} \mathbf{h} + \delta S_{\perp} [\mathbf{h} \times \mathbf{e}_z]. \quad (6.22)$$

Из уравнения (6.21) для компонент δS_z , δS_{\parallel} и δS_{\perp} получаем систему обыкновенных дифференциальных уравнений второго порядка с постоянными коэффициентами вида

$$\frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} \delta S_{\parallel} + 2K\eta \frac{\partial}{\partial \zeta} \delta S_{\perp} - (1 + \eta^2) \delta S_{\parallel} = 0, \quad (6.23)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} \delta S_{\perp} - 2K\eta \frac{\partial}{\partial \zeta} \delta S_{\parallel} - (1 + \eta^2) \delta S_{\perp} + \lambda \delta S_z = 0, \quad (6.24)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} \delta S_z - \delta S_z - \lambda \delta S_{\perp} = 0, \quad (6.25)$$

где $\eta = qL_s$. Подставляя $\delta S_{\parallel} = C_{\parallel} e^{-\kappa \zeta}$, $\delta S_{\perp} = C_{\perp} e^{-\kappa \zeta}$ и $\delta S_z = C_z e^{-\kappa \zeta}$, получаем систему уравнений для констант C_{\parallel} , C_{\perp} и C_z . Приравнявая детерминант этой системы к нулю, получаем характеристическое уравнение для определения κ :

$$\left[(\kappa^2 - 1)(\kappa^2 - 1) + \lambda^2 \right] (\kappa^2 - \eta^2 - 1) + \eta^2 (\kappa^2 - 1) [3\kappa^2 + \eta^2 + 1] = 0. \quad (6.26)$$

Из шести корней характеристического уравнения (6.26) нас интересуют только три, удовлетворяющие условию $\text{Re } \kappa > 0$, которые описывают решения, затухающие при стремлении ζ к $+\infty$. Можно показать, что из этих трёх корней один корень κ_1 – действительный, а два других, κ_2 и κ_3 , являются комплексно-сопряжёнными. Эти корни определяют значения двух характерных длин затухания спиновых возмущений в гелимагнетике, которые мы определим как $L_D = L_s / \kappa_1$ и $L_P = L_s / \text{Re } \kappa_2$.

Ниже мы ограничимся рассмотрением случая, когда $\lambda \gg 1 + \eta^2$ (в ином случае корни уравнения (6.26) могут быть найдены способом, описанным в работе [А6]). Это условие выполняется в гелимагнетиках при достаточно больших значениях обменной константы Λ и времени спиновой релаксации τ_s . Корни уравнения (6.26) могут быть найдены методом последовательных приближений в виде рядов по малому параметру $(1 + \eta^2) / \lambda$. В нулевом приближении уравнение (6.26) имеет вид:

$$\left[(\kappa^2 - 1)(\kappa^2 - 1) + \lambda^2 \right] (\kappa^2 - \eta^2 - 1) = 0. \quad (6.27)$$

Уравнение (6.27) является характеристическим уравнением для системы дифференциальных уравнений вида

$$\frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} \delta S_{\parallel} - (1 + \eta^2) \delta S_{\parallel} = 0, \quad (6.28)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} \delta S_{\perp} - \delta S_{\perp} + \lambda \delta S_z = 0, \quad (6.29)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} \delta S_z - \delta S_z - \lambda \delta S_{\perp} = 0. \quad (6.30)$$

Корни характеристического уравнения (6.27), описывающие затухающие при $\zeta \rightarrow +\infty$ решения, суть $\kappa_1 = \sqrt{1 + \eta^2}$, $\kappa_2 = (1 + i)\sqrt{\lambda/2}$ и $\kappa_3 = \kappa_2^*$. Соответствующие этим корням характерные длины затухания спиновой плотности электронов проводимости в гелимагнетике могут быть записаны в виде $L_D = L_S / \sqrt{1 + \eta^2}$ и $L_p = L_S / \sqrt{\lambda/2}$.

Общее решение системы уравнений (6.28)-(6.30) может быть записано в явном виде:

$$\delta S_{\parallel}(\zeta) = \delta S_{\parallel}(+0) e^{-\sqrt{1+\eta^2}\zeta}, \quad (6.31)$$

$$\delta S_{\perp}(\zeta) = \delta S_{\perp}(+0) \cos(\sqrt{\lambda/2}\zeta) e^{-\sqrt{\lambda/2}\zeta} + \delta S_z(+0) \sin(\sqrt{\lambda/2}\zeta) e^{-\sqrt{\lambda/2}\zeta}, \quad (6.32)$$

$$\delta S_z(\zeta) = \delta S_z(+0) \cos(\sqrt{\lambda/2}\zeta) e^{-\sqrt{\lambda/2}\zeta} - \delta S_{\perp}(+0) \sin(\sqrt{\lambda/2}\zeta) e^{-\sqrt{\lambda/2}\zeta}. \quad (6.33)$$

Входящие в выражения (6.31)-(6.33) константы $\delta S_{\parallel}(+0)$, $\delta S_{\perp}(+0)$ и $\delta S_z(+0)$ суть компоненты вектора спиновой плотности на границе

$$\delta \mathbf{S}(+0) = \delta S_{\parallel}(+0) \mathbf{h}_0 + \delta S_{\perp}(+0) [\mathbf{h}_0 \times \mathbf{e}_z] + \delta S_z(+0) \mathbf{e}_z, \quad (6.34)$$

где $\mathbf{h}_0 = \mathbf{M}(0)/M$.

Из выражений (6.31)-(6.33) с очевидностью следует, что компонента спиновой плотности $\delta S_{\parallel}(z)$ экспоненциально спадает с расстоянием на длине $L_D = L_S / \sqrt{1 + \eta^2}$. Изменение с расстоянием компонент $\delta S_{\perp}(+0)$ и $\delta S_z(+0)$ описывается комбинацией затухающей экспоненты и гармонических функций с характерным масштабом изменения $L_p = L_S / \sqrt{\lambda/2}$. В рамках использованных приближений $L_p \ll L_D$.

Поляризация спинового тока \mathbf{P} находится по формуле (6.20) и может быть представлена в виде, аналогичном (6.22): $\mathbf{P} = P_{\parallel} \mathbf{h} + P_{\perp} [\mathbf{h} \times \mathbf{e}_z] + P_z \mathbf{e}_z$. Масштабом экспоненциального затухания компоненты P_{\parallel} является длина L_D , тогда как P_{\perp} и P_z изменяются на характерном расстоянии L_p .

Вектор поляризации спинового тока на границе $\mathbf{P}(+0)$ можно представить в виде

$$\mathbf{P}(+0) = P_{\parallel}(+0) \mathbf{h}_0 + P_{\perp}(+0) [\mathbf{h}_0 \times \mathbf{e}_z] + P_z(+0) \mathbf{e}_z, \quad (6.35)$$

где

$$P_{\parallel}(+0) = \frac{D}{L_s} \left[\sqrt{1+\eta^2} \delta S_{\parallel}(0) - K\eta \delta S_{\perp}(0) \right], \quad (6.36)$$

$$P_{\perp}(+0) = \frac{D}{L_s} \left\{ K\eta \delta S_{\parallel}(0) + \sqrt{\frac{\lambda}{2}} [\delta S_{\perp}(0) - \delta S_z(0)] \right\}, \quad (6.37)$$

$$P_z(+0) = \frac{D}{L_s} \sqrt{\frac{\lambda}{2}} [\delta S_z(+0) + \delta S_{\perp}(+0)]. \quad (6.38)$$

Входящие в выражения (6.31)-(6.33) и (6.36)-(6.38) константы $\delta S_{\parallel}(+0)$, $\delta S_{\perp}(+0)$ и $\delta S_z(+0)$ подлежат определению из граничных условий.

6.4 Граничные условия

Рассмотрим систему электронов проводимости двух металлов, граничащих по плоскости $z=0$. В этом разделе характеристики проводника в области $z < 0$ обозначим индексом 1, а в области $z > 0$ – индексом 2. Пусть $\varepsilon_p^{(i)}$ и $\mathbf{v}^{(i)} = \partial \varepsilon_p^{(i)} / \partial \mathbf{p}$ – спектр и скорость электронов в металле $i=1,2$. Все электроны в рассматриваемой геометрии системы делятся на две группы. Первая – электроны, движущиеся из глубины проводника по направлению к границе раздела, вторая – электроны, движущиеся от границы. Для проводника 1 движущиеся к границе электроны имеют положительное значение z -компоненты скорости, тогда как у отражённых электронов в области 1 эти компоненты отрицательны. Напротив, для проводника 2 движущиеся к границе электроны имеют отрицательное значение z -компоненты скорости, тогда как у отражённых электронов в области 2 эти компоненты положительны. Поток электронов I_z вдоль оси z складывается из потока $I_z^>$ электронов с $v_z > 0$ и потока $I_z^<$ электронов с $v_z < 0$: $I_z(z) = I_z^>(z) + I_z^<(z)$. Аналогично, спиновый ток $\mathbf{P}_z(z) = \mathbf{P}_z^>(z) + \mathbf{P}_z^<(z)$.

Будем полагать, что через границу раздела могут проходить не все падающие на неё электроны. Обозначим через W относительную долю электронов, проникающих через границу. Тогда величина $R=1-W$ суть относительная доля электронов, отражающихся от границы. По определению, $0 \leq W \leq 1$ и $0 \leq R \leq 1$. Величины W и R связаны очевидным условием $W+R=1$.

Поток движущихся от границы электронов в проводнике 2, $I_z^>(+0)$, формируется как сумма двух потоков. Первая составляющая – это часть потока движущихся к границе электронов в проводнике 1, $I_z^>(z=-0)$, которые проникли в проводник 2, равная $WI_z^>(z=-0)$. Вторая

составляющая – это часть потока движущихся к границе электронов в проводнике 2, $I_z^<(z=+0)$, которые не проникли в проводник 1, равная $-RI_z^<(z=+0)$. Аналогичные соображения можно привести в отношении потока $I_z^<(z=-0)$. Условие непрерывности потока частиц можно записать в виде:

$$I_z^>(z=+0) = WI_z^>(z=-0) - RI_z^<(z=+0), \quad (6.39)$$

$$I_z^<(z=-0) = WI_z^<(z=+0) - RI_z^>(z=-0). \quad (6.40)$$

С учётом того, что $I_z^{(1)}(z=-0) = I_z^<(z=-0) + I_z^>(z=-0)$ и $I_z^{(2)}(z=+0) = I_z^>(z=+0) + I_z^<(z=+0)$ из (6.39)-(6.40) вытекает равенство потоков слева и справа от границы:

$$I_z^{(1)}(z=-0) = I_z^{(2)}(z=+0) = W [I_z^>(z=-0) + I_z^<(z=+0)]. \quad (6.41)$$

Иными словами, записанные нами граничные условия (6.39), (6.40) автоматически обеспечивают непрерывность потока электронов на границе раздела $I_z(0) = I_z^{(1)}(z=-0) = I_z^{(2)}(z=+0)$.

Фигурирующие в правой части соотношения (6.41) падающие на границу потоки $I_z^>(z=-0)$ и $I_z^<(z=+0)$ можно записать через неравновесную часть функций распределения плотности электронов $\delta n(z, \mathbf{p})$:

$$I_z^>(z=-0) = \sum_{p_x, p_y, p_z > 0} v_z^{(1)} \delta n^{(1)}(-0, \mathbf{p}), \quad (6.42)$$

$$I_z^<(z=+0) = \sum_{p_x, p_y, p_z < 0} v_z^{(2)} \delta n^{(2)}(+0, \mathbf{p}). \quad (6.43)$$

В свою очередь, фигурирующие в правых частях уравнений (6.42), (6.43) функции распределения электронов, падающих на границу, можно представить в виде

$$\delta n^{(i)}(z, \mathbf{p}) = F'(\varepsilon_{\mathbf{p}}^{(i)} - \zeta_0^{(i)}) \left[\sum_{\mathbf{p}} F'(\varepsilon_{\mathbf{p}}^{(i)} - \zeta_0^{(i)}) \right]^{-1} \left[\delta N^{(i)}(z) + \mathbf{v}^{(i)} \cdot \mathbf{I}^{(i)}(z) / v_0^{(i)2} \right], \quad (6.44)$$

где $\zeta_0^{(i)}$ – химический потенциал в металле i , определяемый из условия нормировки $\sum_{\mathbf{p}} 2F(\varepsilon_{\mathbf{p}} - \zeta_0^{(i)}) = N_0$; $F'(\varepsilon) = \partial F(\varepsilon) / \partial \varepsilon$, где $F(\varepsilon) = 1 / (\exp(\varepsilon / k_B T) + 1)$ – функция Ферми; $v_0^{(i)2} = \sum_{\mathbf{p}} v^{(i)2} F'(\varepsilon_{\mathbf{p}}^{(i)} - \zeta_0^{(i)}) \left[3F'(\varepsilon_{\mathbf{p}}^{(i)} - \zeta_0^{(i)}) \right]^{-1}$ – среднеквадратичное по квазиимпульсам значение любой из компонент скорости электрона вблизи изоэнергетической поверхности $\varepsilon_{\mathbf{p}}^{(i)} = \zeta_0^{(i)}$, для вырожденного электронного газа $v_0^{(i)} = v_F^{(i)} / \sqrt{3}$.

В результате, из соотношений (6.41) получаем граничные условия для электронного потока в виде:

$$I_z^{(1)}(z=-0) = I_z^{(2)}(z=+0) = \frac{1}{2} \frac{W}{R} \left[v^{(1)} \delta N^{(1)}(z=-0) - v^{(2)} \delta N^{(2)}(z=+0) \right], \quad (6.45)$$

где $v^{(i)} = 2 \sum_{p_x, p_y, p_z > 0} v_z^{(i)} F'(\epsilon_p^{(i)} - \zeta_0^{(i)}) / \sum_p F'(\epsilon_p^{(i)} - \zeta_0^{(i)})$, для вырожденного электронного газа $v^{(i)} = v_F^{(i)} / 2$.

Уравнение (6.45) есть не что иное, как феноменологические граничные условия, которые позволяют сшить потоки электронов при контакте двух проводников.

При описании спинового транспорта через границу между двумя проводниками необходимо учитывать тот факт, что процессы прохождения электрона через границу и отражения от неё могут происходить как без переворота спина, так и с переворотом спина [181]. Пусть $W^{(\text{nsf})}$ и $W^{(\text{sf})}$ – вероятности проникновения электрона через границу без переворота спина и с переворотом спина, а $R^{(\text{nsf})}$ и $R^{(\text{sf})}$ – вероятности отражения электрона от границы без переворота спина и с переворотом спина соответственно. По определению, $W = W^{(\text{nsf})} + W^{(\text{sf})}$ и $R = R^{(\text{nsf})} + R^{(\text{sf})}$. Сумма вероятностей равна единице: $W^{(\text{nsf})} + W^{(\text{sf})} + R^{(\text{nsf})} + R^{(\text{sf})} = 1$.

Поток спина движущихся от границы электронов в проводнике 2, $\mathbf{P}_z^>(+0)$, формируется как сумма четырёх потоков. Первая составляющая – это часть потока движущихся к границе электронов в проводнике 1, $\mathbf{P}_z^>(-0)$, которые проникли в проводник 2 без переворота спина, равная $W^{(\text{nsf})} \mathbf{P}_z^>(-0)$. Вторая составляющая – это часть потока движущихся к границе электронов в проводнике 1, $\mathbf{P}_z^>(-0)$, которые проникли в проводник 2 в результате рассеяния с переворотом спина, равная $-W^{(\text{sf})} \mathbf{P}_z^>(-0)$. Третья составляющая – это часть потока движущихся к границе электронов в проводнике 2, $\mathbf{P}_z^<(+0)$, которые не проникли в проводник 1 и отразились без переворота спина, равная $-R^{(\text{nsf})} \mathbf{P}_z^<(+0)$. Четвёртая составляющая – это часть потока движущихся к границе электронов в проводнике 2, $\mathbf{P}_z^<(+0)$, которые не проникли в проводник 1 и отразились в результате рассеяния с переворотом спина, равная $R^{(\text{sf})} \mathbf{P}_z^<(+0)$. Аналогичные соображения можно привести в отношении потока $\mathbf{P}_z^<(-0)$.

Условие баланса потока спина частиц можно записать в виде:

$$\mathbf{P}_z^>(+0) = [W^{(\text{nsf})} - W^{(\text{sf})}] \mathbf{P}_z^>(-0) - [R^{(\text{nsf})} - R^{(\text{sf})}] \mathbf{P}_z^<(+0), \quad (6.46)$$

$$\mathbf{P}_z^<(-0) = [W^{(\text{nsf})} - W^{(\text{sf})}] \mathbf{P}_z^<(+0) - [R^{(\text{nsf})} - R^{(\text{sf})}] \mathbf{P}_z^>(-0). \quad (6.47)$$

Из (6.46)-(6.47) принимая во внимание тот факт, что поток спина в проводнике 1 равен $\mathbf{P}_z^{(1)}(-0) = \mathbf{P}_z^>(-0) + \mathbf{P}_z^<(-0)$, а в проводнике 2 равен $\mathbf{P}_z^{(2)}(+0) = \mathbf{P}_z^>(+0) + \mathbf{P}_z^<(+0)$ получим

$$\mathbf{P}_z^{(2)}(+0) = [W - 2W^{(\text{sf})}] \mathbf{P}_z^>(-0) + [W + 2R^{(\text{sf})}] \mathbf{P}_z^<(+0), \quad (6.48)$$

$$\mathbf{P}_z^{(1)}(-0) = [W - 2W^{(\text{sf})}] \mathbf{P}_z^<(+0) + [W + 2R^{(\text{sf})}] \mathbf{P}_z^>(-0). \quad (6.49)$$

Входящие в (6.48)-(6.49) падающие на границу потока спина $\mathbf{P}_z^>(-0)$ и $\mathbf{P}_z^<(+0)$ могут быть выражены через неравновесную часть функции распределения спиновой плотности электронов $\delta\mathbf{s}(z, \mathbf{p})$:

$$\mathbf{P}_z^>(-0) = \sum_{p_x, p_y, p_z > 0} v_z^{(1)} \delta\mathbf{s}^{(1)}(-0, \mathbf{p}), \quad (6.50)$$

$$\mathbf{P}_z^<(+0) = \sum_{p_x, p_y, p_z < 0} v_z^{(2)} \delta\mathbf{s}^{(2)}(+0, \mathbf{p}). \quad (6.51)$$

Функции распределения спиновой плотности электронов, падающих на границу из глубины металла i , $\delta\mathbf{s}^{(i)}(z, \mathbf{p})$, для вырожденного электронного газа могут быть представлены в виде

$$\delta\mathbf{s}^{(i)}(z, \mathbf{p}) = F'(\varepsilon_{\mathbf{p}}^{(i)} - \zeta_0^{(i)}) \left[\sum_{\mathbf{p}} F'(\varepsilon_{\mathbf{p}}^{(i)} - \zeta_0^{(i)}) \right]^{-1} \left[\delta\mathbf{S}^{(i)}(z) + v_z^{(i)} \mathbf{P}_z^{(i)}(z) / v_0^{(i)2} \right]. \quad (6.52)$$

Выражения (6.48)-(6.49) с учётом (6.52) могут быть переписаны в виде

$$\mathbf{P}_z^{(1)}(-0) - \mathbf{P}_z^{(2)}(+0) = \frac{\varepsilon}{1 - \varepsilon} \left[v^{(1)} \delta\mathbf{S}^{(1)}(-0) + v^{(2)} \delta\mathbf{S}^{(2)}(+0) \right], \quad (6.53)$$

$$\mathbf{P}_z^{(1)}(-0) + \mathbf{P}_z^{(2)}(+0) = \frac{\beta}{1 - \beta} \left[v^{(1)} \delta\mathbf{S}^{(1)}(-0) - v^{(2)} \delta\mathbf{S}^{(2)}(+0) \right]. \quad (6.54)$$

Здесь введены $\varepsilon = W^{(\text{sf})} + R^{(\text{sf})}$ – вероятность переворота спина электрона при взаимодействии с границей раздела, $\beta = W^{(\text{nsf})} + R^{(\text{sf})}$ – вероятность того, что электрон при преодолении границы пройдёт её без изменения своего спинового состояния, либо будет отражён с изменением своего спинового состояния.

Применим полученные феноменологические граничные условия для описания гетероструктуры «немагнитный металл – гелимагнетик». Пусть электронный газ в контактирующих металлах вырожденный. В рассматриваемом нами случае мы пренебрегаем наличием СОВ в гелимагнетике. Тогда рассмотрение заметно упрощается за счёт того, что система, состоящая из контактирующих металлов, остаётся электрически нейтральной, то есть как в немагнитном металле, так и в гелимагнетике $\delta N(z) \equiv 0$ и $\delta \mathbf{E} = 0$. Это приводит к тому, что в случае, когда $\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{e}_z = 0$ в рассматриваемой системе поток электронов вдоль оси OZ равен $I_z = 0$, то есть в системе вдоль оси OZ течёт только чисто спиновый ток \mathbf{P}_z .

Граничные условия для поляризации спинового тока, с учётом принятых ранее обозначений ($\delta\mathbf{S}^{(1)}(z) \equiv \tilde{\delta\mathbf{S}}(z)$, $\delta\mathbf{S}^{(2)}(z) \equiv \delta\mathbf{S}(z)$, $\mathbf{P}_z^{(1)}(z) \equiv \tilde{\mathbf{P}}(z)$, $\mathbf{P}_z^{(2)}(z) \equiv \mathbf{P}(z)$, $v_F^{(1)} \equiv \tilde{v}_F$, $v_F^{(2)} \equiv v_F$) принимают вид:

$$\tilde{\mathbf{P}}(-0) - \mathbf{P}(+0) = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon}{1-\varepsilon} \left[\tilde{v}_F \delta \tilde{\mathbf{S}}(-0) + v_F \delta \mathbf{S}(+0) \right], \quad (6.55)$$

$$\tilde{\mathbf{P}}(-0) + \mathbf{P}(+0) = \frac{1}{2} \frac{\beta}{1-\beta} \left[\tilde{v}_F \delta \tilde{\mathbf{S}}(-0) - v_F \delta \mathbf{S}(+0) \right]. \quad (6.56)$$

Используя соотношение (6.18), исключим $\delta \tilde{\mathbf{S}}(-0)$ из уравнений (6.55)-(6.56), в результате получим искомое граничное условие для гелимагнетика в виде

$$\mathbf{P}(+0) + \psi G v_F \delta \mathbf{S}(+0) = F \xi \left[\mathbf{e}_z \times \tilde{\mathbf{I}}_0 \right], \quad (6.57)$$

где

$$G = \frac{\hat{\beta} + \hat{\varepsilon} + \hat{\beta} \hat{\varepsilon} / \psi}{\hat{\beta} + \hat{\varepsilon} + 4\psi}, \quad (6.58)$$

$$F = \frac{\hat{\beta} - \hat{\varepsilon}}{\hat{\beta} + \hat{\varepsilon} + 4\psi}, \quad (6.59)$$

и введены обозначения $\psi = \tilde{D} / \tilde{v}_F \tilde{L}_S$, $\hat{\beta} = \beta / (1-\beta)$, $\hat{\varepsilon} = \varepsilon / (1-\varepsilon)$.

Записывая коэффициент диффузии в виде $\tilde{D} = \tilde{v}_F \tilde{\ell} / 3$, где $\tilde{\ell}$ – длина свободного пробега электронов в немагнитном металле, получаем представление ψ в виде $\psi = \tilde{\ell} / 3 \tilde{L}_S$. Поскольку всегда $\tilde{L}_S \geq \tilde{\ell}$, численно параметр $\psi < 1$.

Параметры G и F характеризуют свойства границы раздела. В случае, когда вероятность прохождения электронов через границу W достаточно велика и параметр β близок к единице, а вероятность переворота спина ε мала по сравнению с единицей (далее такую границу будем называть «высокопрозрачной») получаем, что параметр $F \simeq 1$, а величина $G \simeq 1 + \varepsilon / \psi$. В силу того, что численное значение параметра ε может быть сравнимо с величиной ψ , параметр G может меняться в широких пределах с изменением вероятности рассеяния электрона на границе раздела с переворотом спина.

В случае, когда вероятность W прохождения электронов через границу мала по сравнению с вероятностью отражения R (далее такую границу будем называть «слабопрозрачной»), получаем $\varepsilon \simeq \beta \simeq R^{(sf)}$. В этом случае величина $F \rightarrow 0$ и $G \simeq (1 + \hat{\varepsilon} / 2\psi) / (1 + 2\psi / \hat{\varepsilon})$. При $\varepsilon \ll 1$ получаем $G \simeq (\varepsilon / 2\psi)$, то есть, как и в случае «высокопрозрачной» границы величина G определяется значением отношения $(\varepsilon / 2\psi)$.

6.5 Поляризационные эффекты при инжекции чисто спинового тока в гелимагнетик

Подставляя в граничное условие (6.57) выражения (6.34) и (6.35), а затем (6.36)-(6.38), получаем систему уравнений для $\delta S_{\parallel}(+0)$, $\delta S_{\perp}(+0)$ и $\delta S_z(+0)$. Решение этой системы уравнений в рамках приближения $1 + \eta^2 \ll \lambda$ имеет вид:

$$\delta S_{\parallel}(+0) = \xi F \frac{L_S}{D} \tilde{I}_0 \frac{\left(\mathbf{e}_z \cdot [\tilde{\mathbf{i}}_0 \times \mathbf{h}_0] \right) - \frac{K\eta}{\sqrt{2\lambda}} (\tilde{\mathbf{i}}_0 \cdot \mathbf{h}_0)}{\sqrt{1 + \eta^2} + aG}, \quad (6.60)$$

$$\delta S_{\perp}(+0) = -\xi F \frac{L_S}{D\sqrt{2\lambda}} \tilde{I}_0 \left(\frac{K\eta}{\sqrt{1 + \eta^2} + aG} \left(\mathbf{e}_z \cdot [\tilde{\mathbf{i}}_0 \times \mathbf{h}_0] \right) + (\tilde{\mathbf{i}}_0 \cdot \mathbf{h}_0) \right), \quad (6.61)$$

$$\delta S_z(+0) = -\delta S_{\perp}(+0). \quad (6.62)$$

где $\tilde{I}_0 = |\tilde{\mathbf{I}}_0|$, $\tilde{\mathbf{i}}_0 = \tilde{\mathbf{I}}_0 / \tilde{I}_0$ и $a = \tilde{D}v_F L_S / \tilde{v}_F \tilde{L}_S D$. При выводе (6.60)-(6.62) учтено, что для металлов с близкими значениями времён релаксации численное значение параметра a близко к единице. Кроме того уравнения (6.60)-(6.62) записаны для случая когда $aG \ll \sqrt{\lambda}$, актуального для гелимагнетиков в которых $1 + \eta^2 \ll \lambda$.

Для нахождения поляризации спинового тока в гелимагнетике на границе инжекции ($z=0$) $\mathbf{P}(+0)$ воспользуемся формулами (6.36)-(6.38). В рамках сделанных приближений получаем:

$$P_{\parallel}(+0) = \frac{\sqrt{1 + \eta^2}}{\sqrt{1 + \eta^2} + aG} F \tilde{P}_0 \sin \Phi_0, \quad (6.63)$$

$$P_{\perp}(+0) = -F \tilde{P}_0 \cos \Phi_0, \quad (6.64)$$

$$P_z(+0) = -\frac{aGF}{\sqrt{2\lambda}} \tilde{P}_0 \left(\cos \Phi_0 + \frac{K\eta}{\sqrt{1 + \eta^2} + aG} \sin \Phi_0 \right), \quad (6.65)$$

где $\tilde{P}_0 = \xi \tilde{I}_0$ и Φ_0 – угол между векторами $\tilde{\mathbf{i}}_0$ и \mathbf{h}_0 (где $\sin \Phi_0 = \mathbf{e}_z \cdot [\tilde{\mathbf{i}}_0 \times \mathbf{h}_0]$).

Согласно (6.63)-(6.65), величина чисто спинового тока, инжектированного из металла с сильным СОВ, непосредственно определяется величиной параметра ξ : все компоненты вектора \mathbf{P} прямо пропорциональны ξ .

Прозрачность границы раздела для электронов проводимости, описываемая параметрами G и F , также существенно влияет на эффективность инжекции. Компоненты $P_{\parallel}(+0)$ и $P_{\perp}(+0) \sim F$, тогда как $P_z(+0) \sim GF$. Таким образом мы получаем, что при описании $P_z(+0)$ существенна

вероятность переворота спина электрона при взаимодействии его с границей раздела. Это различие особенно существенно для слабопрозрачных границ раздела. Для слабопрозрачных границ, для которых $R^{(sf)} \rightarrow 1$ (что приводит к тому, что $G \gg 1$) получаем $P_z(+0) \gg P_{\parallel}(+0)$ и $P_z(+0) \gg P_{\perp}(+0)$. Для слабопрозрачных границ, для которых $R^{(sf)} \rightarrow 0$ (что приводит к тому, что $G \rightarrow 0$) получаем $P_z(+0) \ll P_{\parallel}(+0)$ и $P_z(+0) \ll P_{\perp}(+0)$. В случае высокопрозрачной границы соотношение между амплитудами $P_{\parallel}(+0)$, $P_{\perp}(+0)$ и $P_z(+0)$ в меньшей степени, но всё же определяется величиной параметра $G = 1 + \varepsilon/\psi$ который отражает тот факт существенна или нет вероятность переворота спина электрона при взаимодействии его с границей раздела.

Как было показано выше, в глубине немагнитного металла с сильным СОВ электрический поток $\tilde{\mathbf{I}}_0$, текущий вдоль границы раздела $z = 0$, индуцирует текущий вдоль оси OZ спиновый ток с поляризацией $\tilde{\mathbf{P}}_0 = \xi[\mathbf{e}_z \times \tilde{\mathbf{I}}_0]$. Спиновый ток в глубине немагнитного металла, текущий вдоль \mathbf{e}_z , поперечно-поляризован: $\tilde{\mathbf{P}}_0 \perp \mathbf{e}_z$. Вектор поперечной компоненты поляризации инжектированного в гелимагнетик спинового тока $\mathbf{P}_t(+0)$ оказывается повернутым относительно $\tilde{\mathbf{P}}_0$ на угол Φ_{sc} (где $\sin \Phi_{sc} = \mathbf{e}_z \cdot [\mathbf{P}_t(+0) \times \tilde{\mathbf{P}}_0] / F\tilde{P}_0^2$), величина которого, согласно (6.63) и (6.64), задаётся выражением

$$\Phi_{sc} = -\arctan \frac{aG \sin \Phi_0 \cos \Phi_0}{\sqrt{1 + \eta^2 + aG \cos^2 \Phi_0}}. \quad (6.66)$$

Формула (6.66) описывает эффект вращения поперечной компоненты поляризации спинового тока при его инжекции в гелимагнетик. Как следует из формулы (6.66), величина угла этого вращения определяется, главным образом, углом Φ_0 между векторами $\tilde{\mathbf{i}}_0$ и \mathbf{h}_0 . В короткопериодных гелимагнетиках, для которых $\eta \equiv qL_s \gg 1$, угол $\Phi_{sc} \ll 1$. В общем случае, при произвольных значениях параметров η , a и G , абсолютная величина угла $|\Phi_{sc}|$ не превышает значения $\pi/2$.

Найденные выражения для неравновесной спиновой плотности в гелимагнетике на границе инжекции (6.60)-(6.62) позволяют найти распределение спинового тока в гелимагнетике $\mathbf{P} = P_{\parallel} \mathbf{h} + P_{\perp} [\mathbf{h} \times \mathbf{e}_z] + P_z \mathbf{e}_z$. Для этого необходимо в выражение (6.20) подставить выражения (6.31) -(6.33), после чего учесть найденные выражения (6.60)-(6.62). В результате для P_{\parallel} , P_{\perp} и P_z в рамках сделанных приближений получаем:

$$P_{\parallel} = \frac{D}{L_s} \sqrt{1 + \eta^2} \delta S_{\parallel}(+0) e^{-\frac{z}{L_D}}, \quad (6.67)$$

$$P_{\perp} = \frac{D}{L_S} \left(K\eta\delta S_{\parallel}(+0)e^{-\frac{z}{L_D}} + \sqrt{2\lambda}\delta S_{\perp}(+0)e^{-\frac{z}{L_P}} \cos\left(\frac{z}{L_P}\right) \right), \quad (6.68)$$

$$P_z = -\frac{D}{L_S} \sqrt{2\lambda} \sin\left(\frac{z}{L_P}\right) e^{-\frac{z}{L_P}} \delta S_{\perp}(+0). \quad (6.69)$$

Следует подчеркнуть, что на границе $z=0$, согласно (6.65) и (6.69), мы отмечаем появление отличной от нуля продольной (относительно оси OZ) компоненты поляризации спинового тока $\mathbf{P}_{\ell} = P_z \mathbf{e}_z$. Этот эффект возникает при всем при том, что спиновый ток в глубине немагнитного металла поперечно-поляризован, а намагниченность описываемого гелимагнетика представляет собой простую поперечную спираль. Направление вектора \mathbf{P}_{ℓ} , согласно (6.69), непосредственно определяется хиральностью гелимагнетика. Величина продольной поляризации P_{ℓ} мала по сравнению с \tilde{P}_0 , параметром малости служит отношение $aGF/\sqrt{2\lambda}$. Эффект возникновения в гелимагнетике продольно-поляризованного чисто спинового тока и продольной компоненты неравновесной намагниченности электронов, зависящих от хиральности спирали гелимагнетика, при инжекции из немагнитного металла с сильным СВ поперечно-поляризованного спинового тока может быть назван «эффектом хиральной поляризации чисто спинового тока». Для обнаружения этого эффекта могут применяться экспериментальные методики, аналогичные тем, которые были разработаны для обнаружения кинетического магнитоэлектрического эффекта в работах [12, 15, 36, 89–91, 182].

6.6 Численные расчёты и оценки

Чтобы оценить реалистичность сделанных выше приближений, оценим порядок величины параметров λ и η . Длина спиновой диффузии в ферромагнетиках $L_S \sim 10 \div 10^2 \text{ \AA}$ [183], период магнитной спирали в геликоидальных металлах обычно $L_H \sim 10 \div 10^2 \text{ \AA}$ [43, 158], а в некоторых L_H может достигать порядка 10^3 \AA [161]. Отсюда следует, что величина η может быть как меньше, так и больше единицы, но не превышает 10^2 . Величина $s-d(f)$ обменного интеграла в редких землях порядка $10^{-2} \div 10^{-1} \text{ эВ}$ [37], тогда параметр $\Lambda \sim 10^4$. Полагая, что намагниченность гелимагнетика порядка $M \sim 10^2 \div 10^3 \text{ Гс}$ [154–157], получим $\gamma\Lambda M \sim 10^{13} \div 10^{14} \text{ с}^{-1}$. О времени электронной спиновой релаксации в гелимагнетиках данных, по-видимому, нет, но есть данные для немагнитных металлов с сильным спин-орбитальным взаимодействием: $\tau_s \sim 5 \div 7 \text{ пс}$ в случае

платины и $\tau_s \sim 10$ пс в тантале [184]. Если исходить из того, что τ_s не может превышать время релаксации импульса, которое в ферромагнитных металлах порядка 10^{-14} с, получаем, что λ лежит в диапазоне от 10^{-1} до 10^3 .

Сделанные оценки показывают, что использованное выше неравенство $\lambda \gg 1 + \eta^2$ может и не выполняться, в этом случае необходим расчёт на основе точных корней характеристического уравнения (6.26), найденных ранее в работе [А6].

Ниже мы проведём численный расчёт поляризации спинового тока в гелимагнетике. Расчёт проведём для случая, когда электрический ток протекает перпендикулярно направлению намагниченности гелимагнетика на границе инжекции ($\tilde{\mathbf{i}}_0 \perp \mathbf{h}_0$). В случае, когда $\tilde{\mathbf{i}}_0 \perp \mathbf{h}_0$, и $\sin \Phi_0 = \mathbf{e}_z \cdot [\tilde{\mathbf{i}}_0 \times \mathbf{h}_0] = 1$ полученные выше формулы для поляризации спинового тока в гелимагнетике (6.67)-(6.69) значительно упрощаются и могут быть записаны в виде:

$$P_{\parallel} = \tilde{P}_0 F \frac{\sqrt{1 + \eta^2}}{\sqrt{1 + \eta^2 + aG}} e^{-\sqrt{1 + \eta^2} \zeta}, \quad (6.70)$$

$$P_{\perp} = K \tilde{P}_0 F \frac{\eta}{\sqrt{1 + \eta^2 + aG}} \left(e^{-\sqrt{1 + \eta^2} \zeta} - \cos \left(\sqrt{\frac{\lambda}{2}} \zeta \right) e^{-\sqrt{\frac{\lambda}{2}} \zeta} \right), \quad (6.71)$$

$$P_z = K \tilde{P}_0 F \frac{\eta}{\sqrt{1 + \eta^2 + aG}} \left[\sin \left(\sqrt{\frac{\lambda}{2}} \zeta \right) - \frac{aG}{\sqrt{2\lambda}} \left\{ \cos \left(\sqrt{\frac{\lambda}{2}} \zeta \right) - \sin \left(\sqrt{\frac{\lambda}{2}} \zeta \right) \right\} \right] e^{-\sqrt{\frac{\lambda}{2}} \zeta}. \quad (6.72)$$

Из (6.70)-(6.71) следует, что $\mathbf{P}_t = P_{\parallel} \mathbf{h} + P_{\perp} [\mathbf{h} \times \mathbf{e}_z]$ является суммой двух вкладов. Первый экспоненциально затухает на расстоянии L_D , тогда как второй вклад – гармонически осциллирующий и одновременно экспоненциально затухающий с характерной длиной L_p , причём $L_p \ll L_D$. На расстояниях, превышающих L_p , вектор \mathbf{P}_t становится практически параллельным вектору \mathbf{h} . Такую «подстройку» поляризации инжектированного спинового тока под направление намагниченности локализованных спинов на расстояниях $z > L_p$ можно трактовать как вращение плоскости поляризации спинового тока. Таким образом, в гелимагнетиках в рассматриваемых условиях имеет место спиновый аналог эффекта естественной оптической активности.

Величина \mathbf{P}_t , описывающая эффект хиральной поляризации чисто спинового тока, принимает малое значение при $z = 0$, затем растёт при движении от границы вглубь гелимагнетика, достигая своего максимума при $z/L_p = \pi/4$, после чего происходит её спадание до нуля. Максимальная величина продольной поляризации, равная $\tilde{P}_0 e^{-\pi/4} / \sqrt{2}$, достигается при

инжекции через высокопрозрачную границу в короткопериодные гелимагнетики, в которых $\eta \gg 1$. Важным моментом является то, что направление поляризации \mathbf{P}_ℓ непосредственно определяется хиральностью K гелимагнетика.

С помощью (6.70)-(6.72) были проведены численные расчёты для следующих значений параметров $\eta = 1$ и $\lambda = 10^2$, актуальных для реальных гелимагнетиков. Для рассматриваемых численных значений параметров η и λ неравенство $\lambda \gg 1 + \eta^2$ заведомо выполняется. Заметим, что при таких значениях параметров η и λ существует иерархия длин $L_H > L_S > L_D > L_P$. Согласно (6.70)-(6.72) наличие такой иерархии приведёт к тому, что сначала будет затухать компонента поляризации, направленная перпендикулярно \mathbf{h} , затем будет затухать компонента, направленная коллинеарно \mathbf{h} . Затухание компоненты, направленной коллинеарно \mathbf{h} , будет происходить на длине меньшей, чем длина спиновой диффузии, которая, в свою очередь, меньше периода магнитной спирали ($L_H = 2\pi L_S$).

Считая, что значения скорости Ферми, длины спиновой диффузии и коэффициента спиновой диффузии в немагнитном металле близки к значениям соответствующих величин в гелимагнетике, проведём расчёт для $a = 1$. Расчёт проведём для правохиральных гелимагнетиков ($K = +1$).

В литературе имеется большое количество данных о длинах свободного пробега $\tilde{\ell}$ и спиновой диффузии \tilde{L}_S электронов проводимости в немагнитных металлах. Измерения различными методами приводят к широкому диапазону значений этих длин. В качестве примера отметим, что в платине длина свободного пробега может принимать значения $\tilde{\ell} \approx 29 \div 98 \text{ \AA}$, а длина спиновой диффузии может принимать значения $\tilde{L}_S \approx 30 \div 140 \text{ \AA}$ (см. например обзор [123]). В связи с тем, что для значений \tilde{L}_S и $\tilde{\ell}$ имеется широкий диапазон в немагнитных металлах представляет интерес выполнить расчёты для двух предельных случаев, а именно: 1) $\tilde{L}_S = 10\tilde{\ell}$, тогда $\psi = 1/30$; 2) $\tilde{L}_S = \tilde{\ell}$, тогда $\psi = 1/3$.

Рассмотрим сначала случай, когда на границе процессами с переворотом спина можно пренебречь. На Рисунке 6.1 представлены результаты расчётов по (6.70)-(6.72) для некоторых значений $W^{(nsf)}$ и $R^{(nsf)}$.

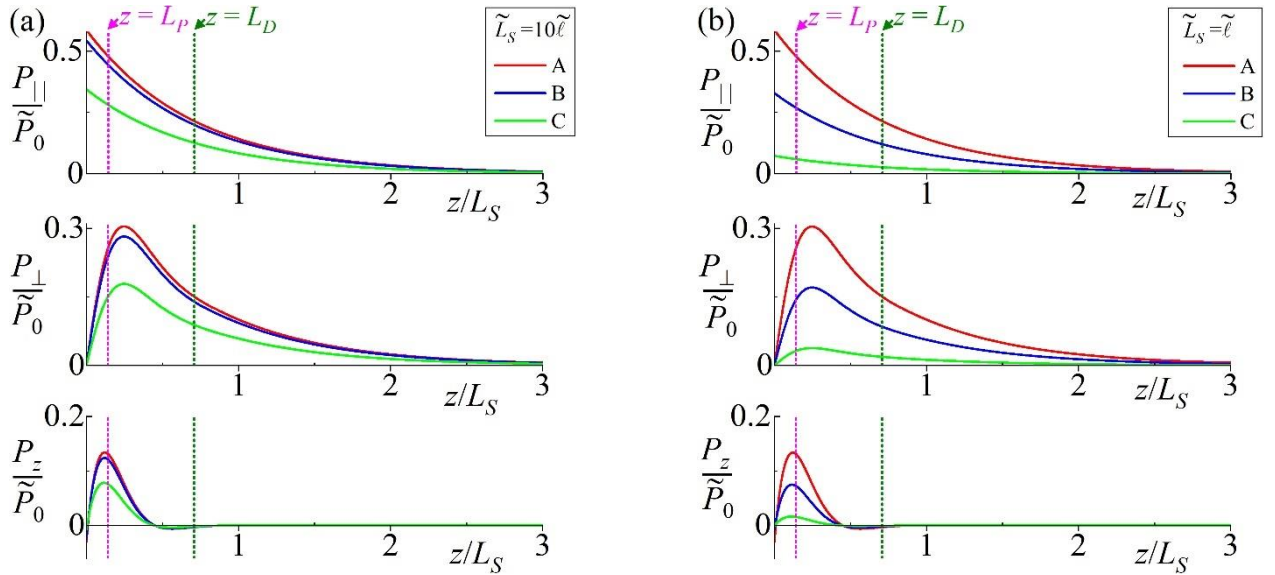


Рисунок 6.1 – Распределение в пространстве компонент поляризации спинового тока P_{\parallel} , P_{\perp} и P_z в гелимагнетике при инжекции чисто спинового тока из немагнитного металла для двух предельных случаев: (a) $\tilde{L}_S = 10\tilde{\ell}$; (b) $\tilde{L}_S = \tilde{\ell}$. $R^{(\text{nsf})}$ 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)

Из Рисунков 6.1(a) и 6.1(b) видно, что при росте вероятности отражения электрона от границы $R^{(\text{nsf})}$ амплитуды компонент поляризации спинового тока P_{\parallel} , P_{\perp} и P_z в гелимагнетике уменьшаются.

Из Рисунка 6.1(a) видно, что кривые А и В очень близки друг к другу, когда $\tilde{L}_S = 10\tilde{\ell}$. В противоположность этому из Рисунка 6.1(b) отчётливо видно, что, когда $\tilde{L}_S = \tilde{\ell}$ амплитуды компонент поляризации спинового тока P_{\parallel} , P_{\perp} и P_z описываемы кривыми А и В отличаются практически в 2 раза. Отсюда следует вывод, что соотношение между длиной спиновой диффузии \tilde{L}_S и длиной свободного пробега электронов $\tilde{\ell}$ 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.

Изучение влияния процессов переворота спина на инжекцию чисто спинового тока в гелимагнетик проведём для границы близкой к высокопрозрачной. Такой выбор обусловлен тем, что формулы (6.70)-(6.72) получены для случая, когда $aG \ll \sqrt{\lambda}$.

Для изучения влияния процессов переворота спина на инжекцию чисто спинового тока в гелимагнетик рассмотрим четыре сценария. Сценарий I: электроны проходят через границу не отражаясь, процессами переворота спина можно пренебречь. Сценарий II: электроны проходят через границу не отражаясь, при прохождении электронов через границу имеют место процессы переворота спина. Сценарий III: часть электронов, падающих на границу, отражаются, при отражении имеют место процессы переворота спина. Сценарий IV: вероятности пройти с переворотом спина, отразиться с переворотом спина и отразиться без переворота спина для электронов, падающих на границу равны и много меньше, чем вероятность пройти через границу без переворота спина. Рисунок 6.2 иллюстрирует эти сценарии.

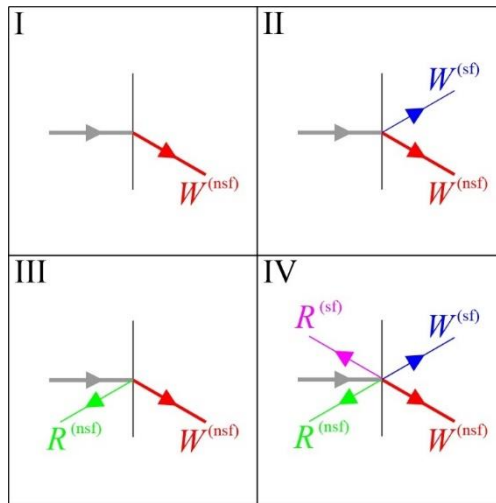


Рисунок 6.2 – Схематическое изображение сценариев I–IV. Серая линия – это условный поток электронов из немагнитного металла, движущихся к границе (чёрная линия) с гелимагнетиком. Цветные линии представляют собой прошедшие в гелимагнетик или отражённые от границы обратно в немагнитный металл потоки электронов

Использованные нами в расчётах значения $W^{(nsf)}$, $W^{(sf)}$, $R^{(nsf)}$ и $R^{(sf)}$ приведены в Таблице 6.1; расчётные кривые представлены на Рисунке 6.3.

Таблица 6.1 – Вероятности $W^{(nsf)}$, $W^{(sf)}$, $R^{(nsf)}$ и $R^{(sf)}$ которые использовались в расчётах

Сценарий	$W^{(nsf)}$	$W^{(sf)}$	$R^{(nsf)}$	$R^{(sf)}$
I	0.999	0.001	0	0
II	0.85	0.15	0	0
III	0.848	0.001	0.001	0.15
IV	0.85	0.05	0.05	0.05

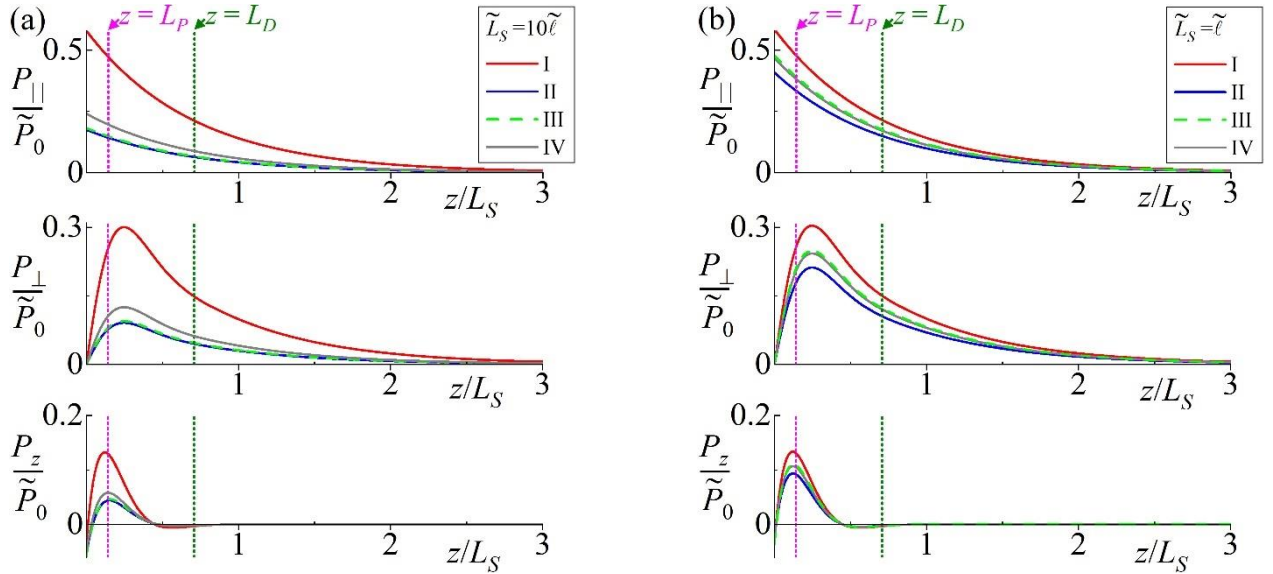


Рисунок 6.3 – Компоненты спинового тока в гелимагнетике при инъекции чистого спинового тока из немагнитного металла. Расчёты проводились для (a) $\tilde{L}_S = 10\tilde{\ell}$; (b) $\tilde{L}_S = \tilde{\ell}$

Из Рисунков 6.3(a) и 6.3(b) видно, что для высокопрозрачной границы влияние на амплитуды компонент поляризации спинового тока $P_{||}$, P_{\perp} и P_z близко для сценария при котором часть электронов, падающих на границу, отражаются с переворотом спина (III) и для сценария при котором электроны проходят через границу с переворотом спина (II). Это свидетельствует о том, что важно само наличие процессов с переворотом спина, а влияют ли эти процессы на вероятность прохождения или на вероятность отражения, оказывается не столь существенным.

Сравнивая кривые II и III с кривой I на Рисунках 6.3(a) и 6.3(b) мы видим, что когда граница является высокопрозрачной для более эффективной инъекции чисто спинового тока в гелимагнетик, в случае, когда на границе имеются процессы, вызывающие переворот спина, необходимо использовать немагнитный металл, в котором $\tilde{L}_S \rightarrow \tilde{\ell}$.

Из Рисунков 6.1(a) и 6.3(a) (а также из Рисунков 6.1(b) и 6.3(b)) можно понять, что когда часть электронов, падающих на границу, отражаются, то амплитуды компонент поляризации спинового тока $P_{||}$, P_{\perp} и P_z в гелимагнетике (и при $\tilde{L}_S \gg \tilde{\ell}$, и при $\tilde{L}_S \sim \tilde{\ell}$) сильнее ослабляются в случае, когда отражение происходит при наличии процессов, вызывающих переворот спина.

Для наглядности на Рисунках 6.3(a) и 6.3(b) приведена кривая IV соответствующая случаю, когда вероятности пройти с переворотом спина, отразиться с переворотом спина и отразиться без переворота спина для электронов, падающих на границу равны и много меньше, чем вероятность пройти через границу без переворота спина.

Отметим, что полученные результаты для гелимагнетика в котором $\eta = 1$ ($L_H = 2\pi L_S$) применимы для качественного описания картины инжекции чисто спинового тока в большом классе проводящих кубических длиннопериодных гелимагнетиков без центра инверсии: MnSi , $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$, $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$, $\text{Mn}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$, MnGe , $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Ge}$, $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Ge}$.

6.7 Заключение и выводы по главе 6

В работе построена теория для описания электронных транспортных явлений, лежащих в основе спин-орбитроники. Построенная теория была применена для описания спин-орбитроники гетероструктуры «гелимагнетик – немагнитный металл». Было показано, что величина чисто спинового тока, инжектированного из немагнитного металла с сильным спин-орбитальным взаимодействием, непосредственно определяется величиной трёх параметров: первый параметр это отношение времени релаксации импульса электронов проводимости к времени релаксации, обусловленной «косым» рассеянием электронов; второй параметр характеризует «прозрачность» границы раздела немагнитный металл – гелимагнетик для электронов проводимости; третий параметр характеризует «прозрачность» границы раздела с учётом наличия процессов с переворотом спина. Найдено распределение в пространстве поляризации спинового тока, инжектированного в гелимагнетик, и определены характерные длины затухания разных компонент этого спинового тока.

В немагнитных материалах затухание инжектированного спинового тока характеризуется одним параметром – длиной спиновой диффузии L_S . В гелимагнетиках затухание спинового тока, инжектированного вдоль оси магнитной спирали, описывается двумя характерными длинами. Первая из них, длина L_D , характеризует масштаб спадания поперечной (относительно оси спирали) компоненты неравновесной намагниченности электронов проводимости и поперечной компоненты поляризации спинового тока, коллинеарных намагниченности гелимагнетика. Если период магнитной спирали L_H велик по сравнению с L_S , то длина L_D совпадает с L_S . В гелимагнетиках, в которых период магнитной спирали L_H мал по сравнению с L_S , длина L_D не превышает периода спирали L_H . Вторая характерная длина, L_P , определяет масштаб спадания продольной компоненты неравновесной намагниченности электронов проводимости и продольной компоненты поляризации спинового тока. Значение L_P определяется величиной обменного поля, действующего на намагниченность электронов проводимости со стороны локализованных электронов. Основное влияние на спиновую

инжекцию на масштабах длины порядка L_p оказывает прецессия намагниченности электронов проводимости в неоднородном обменном поле, создаваемом магнитной спиралью гелимагнетика. В короткопериодных гелимагнетиках с $L_H \ll L_S$ существенные изменения поляризации спинового тока происходят на расстояниях L_p , много меньших периода спирали L_H .

Если инжекция спинового тока в гелимагнетик из немагнитного металла обусловлена СОВ, ответственным за генерацию в немагнитном металле поперечно-поляризованного спинового тока, текущего вдоль нормали к поверхности раздела, то на границе раздела индуцируется спиновый ток, имеющий компоненту с продольной поляризацией. При этом направление вектора продольной поляризации непосредственно определяется хиральностью гелимагнетика. Предсказанный эффект назван «эффектом хиральной поляризации чисто спинового тока». Показано также, что поперечная компонента поляризации электронов проводимости вращается при инжекции вокруг оси магнитной спирали.

Показано, что в случае, когда имеется высокопрозрачная граница важно само наличие процессов с переворотом спина, а влияют ли эти процессы на вероятность прохождения или на вероятность отражения, оказывается не столь существенным.

Показано, что соотношение между длинной спиновой диффузии \tilde{L}_S и длиной свободного пробега электронов $\tilde{\ell}$ 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. Показано, что когда граница является высокопрозрачной для более эффективной инжекции чисто спинового тока в гелимагнетик, в случае, когда на границе имеются процессы, вызывающие переворот спина, необходимо использовать немагнитный металл, в котором $\tilde{L}_S \rightarrow \tilde{\ell}$.

Результаты, представленные в главе 6, опубликованы в работах [A5, A6, A8].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

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.

ОСНОВНЫЕ ПУБЛИКАЦИИ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

- 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. V. Ustinov, I. A. Yasyulevich, N. G. Bebenin. – Текст: непосредственный // Phys. Met. Metallogr. – 2023. – V. 124. – No. 14. – P. 1745-1767.

БЛАГОДАРНОСТИ

Выражаю глубокую благодарность и признательность своему научному руководителю, Устинову Владимиру Васильевичу, за многолетнее руководство, помощь при подготовке диссертации, а также поддержку в сложных рабочих и жизненных ситуациях.

Выражаю благодарность Бебенину Николаю Георгиевичу за конструктивные беседы по теме диссертации и помощь при подготовке диссертации.

Выражаю благодарность сотрудникам ИФМ УрО РАН: Миляеву Михаилу Анатольевичу, Кравцову Евгению Алексеевичу, Бахареву Сергею Михайловичу, Горелых Юрию Геннадьевичу, Новокшонову Сергею Георгиевичу, Наумовой Ларисе Ивановне, Заборницыну Роману Сергеевичу, за их отзывчивость и помощь в рабочих и жизненных ситуациях.

Благодарю Ноговицыну Татьяну Андреевну за помощь в академической жизни.

Особую благодарность выражаю моей супруге за помощь, терпение и поддержку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gerlach, W. Der experimentelle Nachweis der Richtungsquantelung im Magnetfeld / W. Gerlach, O. Stern. – Текст: непосредственный // Z. Phys. – 1922. – Vol. 9. – № 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. – № 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. – № 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. – № 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. – № 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. – № 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. – № 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. – № 5. – P. 057206.
12. Chirality-Induced Spin-Polarized State of a Chiral Crystal CrNb_3S_6 / A. Inui, R. Aoki, Y. Nishiue [et al.]. – Текст: непосредственный // Phys. Rev. Lett. – 2020. – Vol. 124. – № 16. – P. 166602.
13. Electric current control of spin helicity in an itinerant helimagnet / N. Jiang, Y. Nii, H. Arisawa [et al.]. – Текст: непосредственный // Nat. Commun. – 2020. – Vol. 11. – № 1. – P. 1601.

14. 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. – № 17. – P. 177205.
15. Current-induced bulk magnetization of a chiral crystal CrNb₃S₆ / Y. Nabei, D. Hirobe, Y. Shimamoto [et al.]. – Текст: непосредственный // *Appl. Phys. Lett.* – 2020. – Vol. 117. – № 5. – P. 052408.
16. Spin current / S. Maekawa [et al.]. – Oxford: Oxford University Press, 2017. – 520 p. – Текст: непосредственный.
17. Spin Physics in Semiconductors / M. I. Dyakonov [et al.]. – Cham: Springer, 2017. – 532 p. – Текст: непосредственный.
18. Slonczewski, J. C. Current-driven excitation of magnetic multilayers / J. C. Slonczewski. – Текст: непосредственный // *JMMM.* – 1996. – Vol. 159. – № 1-2. – P. L1-L7.
19. 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.
20. 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.
21. 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.
22. Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current / S. I. Kiselev, J. C. Sankey, I. N. Krivorotov [et al.]. – Текст: непосредственный // *Nature.* – 2003. – Vol. 425. – № 6956. – P. 380-383.
23. Direct-Current Induced Dynamics in Co₉₀Fe₁₀/Ni₈₀Fe₂₀ Point Contacts / W. Rippard, M. Pufall, S. Kaka [et al.]. – Текст: непосредственный // *Phys. Rev. Lett.* – 2004. – Vol. 92. – № 2. – P. 027201.
24. Current-induced magnetization reversal in nanopillars with perpendicular anisotropy / S. Mangin, D. Ravelosona, J. A. Katine [et al.]. – Текст: непосредственный // *Nat. Mater.* – 2006. – Vol. 5. – № 3. – P. 210-215.
25. 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.
26. 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.
27. 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.

28. 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.
29. 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.
30. Дьяконов, М. И. О возможности ориентации электронных спинов током / М. И. Дьяконов, В. И. Перель. – Текст: непосредственный // *Письма в ЖЭТФ*. – 1971. – Т. 13. – С. 657-660.
31. Spin-Hall magnetoresistance and spin Seebeck effect in spin-spiral and paramagnetic phases of multiferroic CoCr_2O_4 films / A. Aqeel, N. Vlietstra, J. A. Heuver [et al.]. – Текст: непосредственный // *Phys. Rev. B*. – 2015. – Vol. 92. – № 22. – P. 224410.
32. Electrical detection of spiral spin structures in $\text{Pt}[\text{Cu}_2\text{OSeO}_3]$ heterostructures / A. Aqeel, N. Vlietstra, A. Roy [et al.]. – Текст: непосредственный // *Phys. Rev. B*. – 2016. – Vol. 94. – № 13. – P. 134418.
33. 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.
34. Гузатов, Д. В. Киральные частицы в поле излучения с круговой поляризацией: новые эффекты и приложения / Д. В. Гузатов, В. В. Климов. – Текст: непосредственный // *Квантовая электроника*. – 2011. – Т. 41. – № 6. – С. 526-533.
35. Solomons, T. W. G. Organic chemistry / T. W. G. Solomons, C. B. Fryhle. – Hoboken: John Wiley & Sons, 2006. – 1344 p. – Текст: непосредственный.
36. Chirality-Induced Spin Polarization over Macroscopic Distances in Chiral Disilicide Crystals / K. Shiota, A. Inui, Y. Hosaka [et al.]. – Текст: непосредственный // *Phys. Rev. Lett.* – 2021. – Vol. 127. – № 12. – P. 126602.
37. Вонсовский, С. В. Магнетизм / С. В. Вонсовский. – Москва: Наука, 1971. – 1032 с. – Текст: непосредственный.
38. Нагаев, Э. Л. Физика магнитных полупроводников / Э. Л. Нагаев. – Москва: Наука, 1979. – 432 с. – Текст: непосредственный.
39. Тикадзуми, С. Физика ферромагнетизма. Магнитные свойства вещества. / С. Тикадзуми. – Москва: Мир, 1983. – 304 с. – Текст: непосредственный.
40. Боровик, Е. С. Лекции по магнетизму / Е. С. Боровик, В. В. Еременко, А. С. Мильнер. – Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2005. – 512 с. – Текст: непосредственный.
41. Изюмов, Ю. А. Модулированные, или длиннопериодические, магнитные структуры кристаллов / Ю. А. Изюмов. – Текст: непосредственный // *УФН*. – 1984. – Т. 144. – № 11. – С. 439-474.

42. Kimura, T. Magnetoelectric Hexaferrites / T. Kimura. – Текст: непосредственный // *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* – 2012. – Vol. 3. – № 1. – P. 93-110.
43. Symmetry, Structure, and Dynamics of Monoaxial Chiral Magnets / Y. Togawa, Y. Kousaka, K. Inoue, J. Kishine. – Текст: непосредственный // *J. Phys. Soc. Jpn.* – 2016. – Vol. 85. – № 11. – P. 112001.
44. Coherent charge and magnetic ordering in Ho/Y superlattice revealed by element-selective x-ray scattering / V. Ukleev, V. Tarnavich, E. Tartakovskaya [et al.]. – Текст: непосредственный // *Phys. Rev. B.* – 2019. – Vol. 100. – № 13. – P. 134417.
45. Наблюдение соразмерных магнитных структур в многослойной системе Dy/Y в магнитном поле / С. В. Григорьев, В. В. Тарнавич, Ю. О. Четвериков [и др.]. – Текст: непосредственный // *Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исслед.* – 2015. – Т. 10. – С. 5-11.
46. Anomalous Temperature Behavior of the Chiral Spin Helix in CrNb₃S₆ Thin Lamellae / Y. Togawa, J. Kishine, P. A. Nosov [et al.]. – Текст: непосредственный // *Phys. Rev. Lett.* – 2019. – Vol. 122. – № 1. – P. 017204.
47. Maleyev, S. V. Investigation of Spin Chirality by Polarized Neutrons / S. V. Maleyev. – Текст: непосредственный // *Phys. Rev. Lett.* – 1995. – Vol. 75. – № 25. – P. 4682-4685.
48. Белов, К. П. Ферро- и антиферромагнетизм редкоземельных металлов / К. П. Белов, Р. З. Левитин, С. А. Никитин. – Текст: непосредственный // *УФН.* – 1964. – Т. 82. – № 3. – С. 449-498.
49. Никитин, С. А. Магнитные свойства редкоземельных металлов и их сплавов / С. А. Никитин. – Москва: Изд-во МГУ, 1989. – 248 с. – Текст: непосредственный.
50. Влияние взаимодействия подсистем на динамические свойства магнетиков / И. В. Бычков, Д. А. Кузьмин, В. Д. Бучельников, В. Г. Шавров. – Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2016. – 176 с. – Текст: непосредственный.
51. Шавров, В. Г. Связанные волны в магнетиках / В. Г. Шавров, В. Д. Бучельников, И. В. Бычков. – Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2019. – 480 с. – Текст: непосредственный.
52. Antisymmetric Spin Interaction in Metals / M. Kataoka, O. Nakanishi, A. Yanase, J. Kanamori. – Текст: непосредственный // *J. Phys. Soc. Jpn.* – 1984. – Vol. 53. – № 10. – P. 3624-3633.
53. Дзялошинский, И. Е. Термодинамическая теория «слабого» ферромагнетизма антиферромагнетиков / И. Е. Дзялошинский. – Текст: непосредственный // *ЖЭТФ.* – 1957. – Т. 32. – № 6. – С. 1547-1562.
54. Дзялошинский, И. Е. Теория геликоидальных структур в антиферромагнетиках. I. Неметаллы / И. Е. Дзялошинский. – Текст: непосредственный // *ЖЭТФ.* – 1964. – Т. 46. – № 4. – С. 1420-1437.

55. Дзялошинский, И. Е. Теория геликоидальных структур в антиферромагнетиках. II. Металлы / И. Е. Дзялошинский. – Текст: непосредственный // ЖЭТФ. – 1964. – Т. 47. – № 1. – С. 336-348.
56. Дзялошинский, И. Е. Теория геликоидальных структур в антиферромагнетиках. III / И. Е. Дзялошинский. – Текст: непосредственный // ЖЭТФ. – 1964. – Т. 47. – № 3. – С. 992-1002.
57. Moriya, T. Anisotropic Superexchange Interaction and Weak Ferromagnetism / T. Moriya. – Текст: непосредственный // Phys. Rev. – 1960. – Vol. 120. – № 1. – P. 91-98.
58. Bak, P. Theory of helical magnetic structures and phase transitions in MnSi and FeGe / P. Bak, M. H. Jensen. – Текст: непосредственный // J. Phys. C: Solid State Phys. – 1980. – Vol. 13. – № 31. – P. L881-L885.
59. Стишов, С. М. Геликоидальный зонный магнетик MnSi / С. М. Стишов, А. Е. Петрова. – Текст: непосредственный // УФН. – 2011. – Т. 181. – № 12. – С. 1157-1170.
60. Борисов, А. Б. Двумерные и трехмерные топологические дефекты, солитоны и текстуры в магнетиках / А. Б. Борисов, В. В. Киселев. – Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2022. – 456 с. – Текст: непосредственный.
61. Chiral Magnetic Soliton Lattice on a Chiral Helimagnet / Y. Togawa, T. Koyama, K. Takayanagi [et al.]. – Текст: непосредственный // Phys. Rev. Lett. – 2012. – Vol. 108. – № 10. – P. 107202.
62. Борисов, А. Б. Квазиодномерные магнитные солитоны / А. Б. Борисов, В. В. Киселев. – Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2014. – 520 с. – Текст: непосредственный.
63. Field-induced reorientation of the spin helix in MnSi near Tc / S. V. Grigoriev, S. V. Maleyev, A. I. Okorokov [et al.]. – Текст: непосредственный // Phys. Rev. B. – 2006. – Vol. 73. – № 22. – P. 224440.
64. Helical spin structure of $Mn_{1-y}Fe_ySi$ under a magnetic field: Small angle neutron diffraction study / S. V. Grigoriev, V. A. Dyadkin, E. V. Moskvina [et al.]. – Текст: непосредственный // Phys. Rev. B. – 2009. – Vol. 79. – № 14. – P. 144417.
65. Crystal Handedness and Spin Helix Chirality in $Fe_{1-x}Co_xSi$ / S. V. Grigoriev, D. Chernyshov, V. A. Dyadkin [et al.]. – Текст: непосредственный // Phys. Rev. Lett. – 2009. – Vol. 102. – № 3. – P. 037204.
66. Flip of spin helix chirality and ferromagnetic state in $Fe_{1-x}Co_xGe$ compounds / S. V. Grigoriev, S.-A. Siegfried, E. V. Alтынbayev [et al.]. – Текст: непосредственный // Phys. Rev. B. – 2014. – Vol. 90. – № 17. – P. 174414.
67. Grigoriev, S. V. From spiral to ferromagnetic structure in B20 compounds: Role of cubic anisotropy / S. V. Grigoriev, A. S. Sukhanov, S. V. Maleyev. – Текст: непосредственный // Phys. Rev. B. – 2015. – Vol. 91. – № 22. – P. 224429.

68. 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.
69. Magnetic Properties of Rare Earth Metals / R. J. Elliott [et al.]. – New York: Springer, 1972. – 425 p. – Текст: непосредственный.
70. Тейлор, К. Физика редкоземельных соединений / К. Тейлор, М. Дарби. – Москва: МИР, 1974. – 374 с. – Текст: непосредственный.
71. Calvo, M. Quantum theory of electrons in helical magnetic fields / M. Calvo. – Текст: непосредственный // *Phys. Rev. B.* – 1979. – Vol. 19. – № 11. – P. 5507-5515.
72. Calvo, M. Nonrelativistic quantum theory of spinning particles in helical magnetic fields / M. Calvo. – Текст: непосредственный // *Phys. Rev. A.* – 1980. – Vol. 21. – № 5. – P. 1469-1479.
73. Taniguchi, T. Boltzmann theory of magnetoresistance due to a spin spiral / T. Taniguchi, H. Imamura. – Текст: непосредственный // *Phys. Rev. B.* – 2010. – Vol. 81. – № 1. – P. 012405.
74. Interlayer Magnetoresistance due to Chiral Soliton Lattice Formation in Hexagonal Chiral Magnet CrNb₃S₆ / Y. Togawa, Y. Kousaka, S. Nishihara [et al.]. – Текст: непосредственный // *Phys. Rev. Lett.* – 2013. – Vol. 111. – № 19. – P. 197204.
75. Togawa, Y. Generalized Dzyaloshinskii–Moriya Interaction and Chirality-Induced Phenomena in Chiral Crystals / Y. Togawa, A. S. Ovchinnikov, J. Kishine. – Текст: непосредственный // *J. Phys. Soc. Jpn.* – 2023. – Vol. 92. – № 8. – P. 081006.
76. Spin valve with a composite dysprosium-based pinned layer as a tool for determining Dy nanolayer helimagnetism / L. I. Naumova, M. A. Milyaev, R. S. Zavornitsyn [et al.]. – Текст: непосредственный // *Curr. Appl. Phys.* – 2019. – Vol. 19. – № 11. – P. 1252-1258.
77. Магниторезистивные свойства псевдо спиновых клапанов CoFe/Cu/CoFe/Dy в условиях интердиффузии слоев диспрозия и ферромагнитного сплава CoFe / Л. И. Наумова, М. А. Миляев, Р. С. Заборницын [и др.]. – Текст: непосредственный // *Физ. мет. и металловед.* – 2019. – Т. 120. – № 5. – С. 464-470.
78. Mobility of magnetic helicoid in holmium nano-layer / R. S. Zavornitsyn, L. I. Naumova, M. A. Milyaev [et al.]. – Текст: непосредственный // *Curr. Appl. Phys.* – 2020. – Vol. 20. – № 12. – P. 1328-1334.
79. Неколлинеарное магнитное упорядочение в слое диспрозия и магнитотранспортные свойства спинового клапана, содержащего структуру CoFe/Dy/CoFe / Р. С. Заборницын, Л. И. Наумова, М. А. Миляев [и др.]. – Текст: непосредственный // *Физ. мет. и металловед.* – 2020. – Т. 121. – № 7. – С. 688-695.

80. Спиновые клапаны как инструмент изучения геликоидального магнетизма / В. В. Устинов, М. А. Миляев, Л. И. Наумова [и др.]. – Текст: непосредственный // Поверхность. Рентген-, синхротрон. и нейтрон. исслед. – 2021. – № 12. – С. 26-30.
81. Magnetoresistive Properties of Dy-Based Bottom Spin Valve / L. I. Naumova, R. S. Zavornitsyn, M. A. Milyaev [et al.]. – Текст: непосредственный // IEEE Trans. Nanotechnology. – 2021. – Vol. 20. – P. 866-872.
82. Формирование однонаправленной магнитной анизотропии в спиновом клапане, содержащем слой Dy / Л. И. Наумова, Р. С. Заборницын, М. А. Миляев [и др.]. – Текст: непосредственный // Физ. мет. и металловед. – 2021. – Т. 122. – № 6. – С. 581-587.
83. Магнитотранспортные свойства спиновых клапанов на основе обменно-связанных нанослоев гелимагнетика Dy и ферромагнетика $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ / Л. И. Наумова, Р. С. Заборницын, М. А. Миляев [и др.]. – Текст: непосредственный // Физ. мет. и металловед. – 2022. – Т. 123. – № 10. – С. 1011-1019.
84. Магнитоупругие свойства спиновых клапанов, содержащих слои CoFe/Dy / Л. И. Наумова, А. А. Захаров, М. А. Миляев [и др.]. – Текст: непосредственный // Физ. мет. и металловед. – 2023. – Т. 124. – № 3. – С. 264-274.
85. Гелимагнитная и кристаллографическая текстуры роста нанослоев диспрозия на буферных слоях $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$, Nb и $\beta\text{-Ta}$ / Л. И. Наумова, Р. С. Заборницын, М. А. Миляев [и др.]. – Текст: непосредственный // Физ. мет. и металловед. – 2023. – Т. 124. – № 8. – С. 692-702.
86. Левитов, Л. С. Магнитоэлектрические эффекты в проводниках с симметрией зеркальных изомеров / Л. С. Левитов, Ю. В. Назаров, Г. М. Элиашберг. – Текст: непосредственный // ЖЭТФ. – 1985. – Т. 88. – № 1. – С. 229-236.
87. Горьков, Л. П. Магнитоэлектрический эффект в геликоидальных металлических антиферромагнетиках / Л. П. Горьков, А. В. Сокол. – Текст: непосредственный // Письма в ЖЭТФ. – 1987. – Т. 45. – № 5. – С. 239-242.
88. Горьков, Л. П. Кинетические эффекты в антиферромагнитных проводниках с волной спиновой плотности / Л. П. Горьков, А. В. Сокол. – Текст: непосредственный // ЖЭТФ. – 1987. – Т. 93. – № 6. – С. 2219-2231.
89. Observation of current-induced bulk magnetization in elemental tellurium / T. Furukawa, Y. Shimokawa, K. Kobayashi, T. Itou. – Текст: непосредственный // Nat. Commun. – 2017. – Vol. 8. – № 1. – P. 954.
90. Current-induced magnetization caused by crystal chirality in nonmagnetic elemental tellurium / T. Furukawa, Y. Watanabe, N. Ogasawara [et al.]. – Текст: непосредственный // Phys. Rev. Research. – 2021. – Vol. 3. – № 2. – P. 023111.

91. Detection of chirality-induced spin polarization over millimeters in polycrystalline bulk samples of chiral disilicides NbSi₂ and TaSi₂ / H. Shishido, R. Sakai, Y. Hosaka, Y. Togawa. – Текст: непосредственный // Appl. Phys. Lett. – 2021. – Vol. 119. – № 18. – P. 182403.
92. Room temperature chirality switching and detection in a helimagnetic MnAu₂ thin film / H. Masuda, T. Seki, J. Ohe [et al.]. – Текст: непосредственный // Nat. Commun. – 2024. – Vol. 15. – № 1. – P. 1999.
93. Rikken, G. L. J. A. Strong electrical magnetochiral anisotropy in tellurium / G. L. J. A. Rikken, N. Avarvari. – Текст: непосредственный // Phys. Rev. B. – 2019. – Vol. 99. – № 24. – P. 245153.
94. Rikken, G. L. J. A. Electrical Magnetochiral Anisotropy / G. L. J. A. Rikken, J. Fölling, P. Wyder. – Текст: непосредственный // Phys. Rev. Lett. – 2001. – Vol. 87. – № 23. – P. 236602.
95. Magneto-chiral anisotropy in charge transport through single-walled carbon nanotubes / V. Krstić, S. Roth, M. Burghard [et al.]. – Текст: непосредственный // J. Chem. Phys. – 2002. – Vol. 117. – № 24. – P. 11315-11319.
96. Rikken, G. L. J. A. Magnetoelectric Anisotropy in Diffusive Transport / G. L. J. A. Rikken, P. Wyder. – Текст: непосредственный // Phys. Rev. Lett. – 2005. – Vol. 94. – № 1. – P. 016601.
97. Berger, L. Multilayers as spin-wave emitting diodes / L. Berger. – Текст: непосредственный // J. Appl. Phys. – 1997. – Vol. 81. – № 8. – P. 4880-4882.
98. Berger, L. Spin-wave emitting diodes and spin diffusion in magnetic multilayers / L. Berger. – Текст: непосредственный // IEEE Trans. Magn. – 1998. – Vol. 34. – № 6. – P. 3837-3841.
99. Real-Space Observation of Current-Driven Domain Wall Motion in Submicron Magnetic Wires / A. Yamaguchi, T. Ono, S. Nasu [et al.]. – Текст: непосредственный // Phys. Rev. Lett. – 2004. – Vol. 92. – № 7. – P. 077205.
100. Micromagnetic understanding of current-driven domain wall motion in patterned nanowires / A. Thiaville, Y. Nakatani, J. Miltat, Y. Suzuki. – Текст: непосредственный // EPL. – 2005. – Vol. 69. – № 6. – P. 990-996.
101. Proskurin, I. V. Field-Like spin-transfer torque in a chiral helimagnet / I. V. Proskurin, A. S. Ovchinnikov, J. Kishine. – Текст: непосредственный // JETP. – 2010. – Vol. 111. – № 2. – P. 236-240.
102. Fraerman, A. A. Electrical current driven by a coherent spin wave in a bulk ferromagnetic semiconductor / A. A. Fraerman, K. R. Muhamatchin, I. D. Tokman. – Текст: непосредственный // Phys. Rev. B. – 2011. – Vol. 84. – № 1. – P. 012402.
103. Del Ser, N. Archimedean screw in driven chiral magnets / N. Del Ser, L. Heinen, A. Rosch. – Текст: непосредственный // SciPost Physics. – 2021. – T. 11. – № 1. – C. 009.

104. Theory of charge and spin pumping in atomic-scale spiral magnets / D. Kurebayashi, Y. Liu, J. Masell, N. Nagaosa. – Текст: непосредственный // *Phys. Rev. B.* – 2022. – Vol. 106. – № 20. – P. 205110.
105. Барьяхтар, В. Г. Спектр спиновых волн в антиферромагнетиках со спиральной структурой / В. Г. Барьяхтар, Е. П. Стефановский. – Текст: непосредственный // *ФТТ.* – 1969. – Т. 11. – № 7. – С. 1946-1952.
106. Власов, К. Б. Упругие волны в магнетиках с конической спиральной магнитной структурой / К. Б. Власов, Я. Г. Смородинский. – Текст: непосредственный // *Физ. мет. и металлостроение.* – 1978. – Т. 45. – № 5. – С. 903.
107. Бучельников, В. Д. Магнитоупругие волны в кристаллах с геликоидальной магнитной структурой / В. Д. Бучельников, В. Г. Шавров. – Текст: непосредственный // *ФТТ.* – 1989. – Т. 31. – № 5. – С. 81-86.
108. Манжос, И. В. Электромагнитно-спиновые волны в кристаллах с простой спиральной магнитной структурой / И. В. Манжос, И. Е. Чупис. – Текст: непосредственный // *ФНТ.* – 1988. – Т. 14. – С. 606-611.
109. Review on spintronics: Principles and device applications / A. Hirohata, K. Yamada, Y. Nakatani [et al.]. – Текст: непосредственный // *JMMM.* – 2020. – Vol. 509. – P. 166711.
110. Stashkevich, A. A. Spin-Orbitronics a Novel Trend in Spin Oriented Electronics / A. A. Stashkevich. – Текст: непосредственный // *Journal of the Russian Universities. Radioelectronics.* – 2019. – Vol. 22. – № 6. – P. 45-54.
111. Current-induced spin-orbit torques in ferromagnetic and antiferromagnetic systems / A. Manchon, J. Železný, I. M. Miron [et al.]. – Текст: непосредственный // *Rev. Mod. Phys.* – 2019. – Vol. 91. – № 3. – P. 035004.
112. Prospect of Spin-Orbitronic Devices and Their Applications / Y. Cao, G. Xing, H. Lin [et al.]. – Текст: непосредственный // *iScience.* – 2020. – Vol. 23. – № 10. – P. 101614.
113. Ando, K. Generation and manipulation of current-induced spin-orbit torques / K. Ando. – Текст: непосредственный // *Proc. Jpn. Acad., Ser. B.* – 2021. – Vol. 97. – № 9. – P. 499-519.
114. Orbitronics: Orbital currents in solids / D. Go, D. Jo, H.-W. Lee [et al.]. – Текст: непосредственный // *EPL.* – 2021. – Vol. 135. – № 3. – P. 37001.
115. Recent advances in spin-orbit torques: Moving towards device applications / R. Ramaswamy, J. M. Lee, K. Cai, H. Yang. – Текст: непосредственный // *Appl. Phys. Rev.* – 2018. – Vol. 5. – № 3. – P. 031107.
116. Gao, T. Spin-orbit torques / T. Gao, K. Ando. – Текст: непосредственный // *Handbook of Magnetic Materials.* – 2020. – Vol. 29. – P. 1-55.

117. Dyakonov, M. I. Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors / M. I. Dyakonov, V. I. Perel. – Текст: непосредственный // *Phys. Lett. A.* – 1971. – Vol. 35. – № 6. – P. 459-460.
118. Chazalviel, J.-N. Spin-dependent Hall effect in semiconductors / J.-N. Chazalviel. – Текст: непосредственный // *Phys. Rev. B.* – 1975. – Vol. 11. – № 10. – P. 3918-3934.
119. Hirsch, J. E. Spin Hall Effect / J. E. Hirsch. – Текст: непосредственный // *Phys. Rev. Lett.* – 1999. – Vol. 83. – № 9. – P. 1834-1837.
120. Zhang, S. Spin Hall Effect in the Presence of Spin Diffusion / S. Zhang. – Текст: непосредственный // *Phys. Rev. Lett.* – 2000. – Vol. 85. – № 2. – P. 393-396.
121. Hoffmann, A. Spin Hall Effects in Metals / A. Hoffmann. – Текст: непосредственный // *IEEE Trans. Magn.* – 2013. – Vol. 49. – № 10. – P. 5172-5193.
122. Niimi, Y. Reciprocal spin Hall effects in conductors with strong spin-orbit coupling: a review / Y. Niimi, Y. Otani. – Текст: непосредственный // *Rep. Prog. Phys.* – 2015. – Vol. 78. – № 12. – P. 124501.
123. Spin Hall effects / J. Sinova, S. O. Valenzuela, J. Wunderlich [et al.]. – Текст: непосредственный // *Rev. Mod. Phys.* – 2015. – Vol. 87. – № 4. – P. 1213-1260.
124. Observation of the Spin Hall Effect in Semiconductors / Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, D. D. Awschalom. – Текст: непосредственный // *Science.* – 2004. – Vol. 306. – № 5703. – P. 1910-1913.
125. Experimental Observation of the Spin-Hall Effect in a Two-Dimensional Spin-Orbit Coupled Semiconductor System / J. Wunderlich, B. Kaestner, J. Sinova, T. Jungwirth. – Текст: непосредственный // *Phys. Rev. Lett.* – 2005. – Vol. 94. – № 4. – P. 047204.
126. Valenzuela, S. O. Direct electronic measurement of the spin Hall effect / S. O. Valenzuela, M. Tinkham. – Текст: непосредственный // *Nature.* – 2006. – Vol. 442. – № 7099. – P. 176-179.
127. Room-Temperature Reversible Spin Hall Effect / T. Kimura, Y. Otani, T. Sato [et al.]. – Текст: непосредственный // *Phys. Rev. Lett.* – 2007. – Vol. 98. – № 15. – P. 156601.
128. Giant spin Hall effect in perpendicularly spin-polarized FePt/Au devices / T. Seki, Y. Hasegawa, S. Mitani [et al.]. – Текст: непосредственный // *Nat. Mater.* – 2008. – Vol. 7. – № 2. – P. 125-129.
129. Extrinsic spin Hall effects measured with lateral spin valve structures / Y. Niimi, H. Suzuki, Y. Kawanishi [et al.]. – Текст: непосредственный // *Phys. Rev. B.* – 2014. – Vol. 89. – № 5. – P. 054401.
130. Evidence for reversible control of magnetization in a ferromagnetic material by means of spin-orbit magnetic field / A. Chernyshov, M. Overby, X. Liu [et al.]. – Текст: непосредственный // *Nature Phys.* – 2009. – Vol. 5. – № 9. – P. 656-659.

131. Current-driven spin torque induced by the Rashba effect in a ferromagnetic metal layer / I. M. Miron, G. Gaudin, S. Auffret [et al.]. – Текст: непосредственный // *Nat. Mater.* – 2010. – Vol. 9. – № 3. – P. 230-234.
132. Perpendicular switching of a single ferromagnetic layer induced by in-plane current injection / I. M. Miron, K. Garello, G. Gaudin [et al.]. – Текст: непосредственный // *Nature.* – 2011. – Vol. 476. – № 7359. – P. 189-193.
133. Spin Hall Effects in Metallic Antiferromagnets / W. Zhang, M. B. Jungfleisch, W. Jiang [et al.]. – Текст: непосредственный // *Phys. Rev. Lett.* – 2014. – Vol. 113. – № 19. – P. 196602.
134. Fieldlike spin-orbit torque in ultrathin polycrystalline FeMn films / Y. Yang, Y. Xu, X. Zhang [et al.]. – Текст: непосредственный // *Phys. Rev. B.* – 2016. – Vol. 93. – № 9. – P. 094402.
135. Electrical switching of an antiferromagnet / P. Wadley, B. Howells, J. Železný [et al.]. – Текст: непосредственный // *Science.* – 2016. – Vol. 351. – № 6273. – P. 587-590.
136. Finley, J. Spin-Orbit-Torque Efficiency in Compensated Ferrimagnetic Cobalt-Terbium Alloys / J. Finley, L. Liu. – Текст: непосредственный // *Phys. Rev. Applied.* – 2016. – Vol. 6. – № 5. – P. 054001.
137. Roschewsky, N. Spin-orbit torque switching of ultralarge-thickness ferrimagnetic GdFeCo / N. Roschewsky, C.-H. Lambert, S. Salahuddin. – Текст: непосредственный // *Phys. Rev. B.* – 2017. – Vol. 96. – № 6. – P. 064406.
138. Temperature dependence of spin-orbit torques across the magnetic compensation point in a ferrimagnetic TbCo alloy film / K. Ueda, M. Mann, P. W. P. De Brouwer [et al.]. – Текст: непосредственный // *Phys. Rev. B.* – 2017. – Vol. 96. – № 6. – P. 064410.
139. Xiao, J. Spin-transfer torque for continuously variable magnetization / J. Xiao, A. Zangwill, M. D. Stiles. – Текст: непосредственный // *Phys. Rev. B.* – 2006. – Vol. 73. – № 5. – P. 054428.
140. Heurich J. Persistent spin currents in helimagnets / J. Heurich, J. König, A. H. MacDonald // *Phys. Rev. B.* – 2003. – Vol. 68. – № 6. – P. 064406.
141. Bostrem, I. G. Theory of spin current in chiral helimagnets / I. G. Bostrem, J. Kishine, A. S. Ovchinnikov. – Текст: непосредственный // *Phys. Rev. B.* – 2008. – Vol. 78. – № 6. – P. 064425.
142. Bostrem, I. G. Transport spin current driven by the moving kink crystal in a chiral helimagnet / I. G. Bostrem, J. Kishine, A. S. Ovchinnikov. – Текст: непосредственный // *Phys. Rev. B.* – 2008. – Vol. 77. – № 13. – P. 132405.
143. Watanabe, H. Chirality-induced spin current through spiral magnets / H. Watanabe, K. Hoshi, J. Ohe. – Текст: непосредственный // *Phys. Rev. B.* – 2016. – Vol. 94. – № 12. – P. 125143.
144. Electrical conductivity in helical and conical magnetic states / S. Okumura, T. Morimoto, Y. Kato, Y. Motome. – Текст: непосредственный // *J. Phys.: Conf. Ser.* – 2022. – Т. 2164. – № 1. – С. 012068.

145. Chiral-spin rotation of non-collinear antiferromagnet by spin-orbit torque / Y. Takeuchi, Y. Yamane, J.-Y. Yoon [et al.]. – Текст: непосредственный // *Nat. Mater.* – 2021. – Vol. 20. – № 10. – P. 1364-1370.
146. Quantum Sensing and Imaging of Spin-Orbit-Torque-Driven Spin Dynamics in the Non-Collinear Antiferromagnet Mn_3Sn / G. Q. Yan, S. Li, H. Lu [et al.]. – Текст: непосредственный // *Adv. Mater.* – 2022. – Vol. 34. – № 23. – P. 2200327.
147. Setting of the magnetic structure of chiral kagome antiferromagnets by a seeded spin-orbit torque / B. Pal, B. K. Hazra, B. Göbel [et al.]. – Текст: непосредственный // *Sci. Adv.* – 2022. – Vol. 8. – № 24. – P. eabo5930.
148. Spin Hall Magnetoresistance Induced by a Nonequilibrium Proximity Effect / H. Nakayama, M. Althammer, Y.-T. Chen [et al.]. – Текст: непосредственный // *Phys. Rev. Lett.* – 2013. – Vol. 110. – № 20. – P. 206601.
149. Comparative measurements of inverse spin Hall effects and magnetoresistance in YIG/Pt and YIG/Ta / C. Hahn, G. De Loubens, O. Klein [et al.]. – Текст: непосредственный // *Phys. Rev. B.* – 2013. – Vol. 87. – № 17. – P. 174417.
150. Wigner, E. On the Quantum Correction For Thermodynamic Equilibrium / E. Wigner. – Текст: непосредственный // *Phys. Rev.* – 1932. – Vol. 40. – № 5. – P. 749-759.
151. Силин, В. П. К кинетике парамагнитных явлений / В. П. Силин. – Текст: непосредственный // *ЖЭТФ.* – 1956. – Т. 30. – № 2. – С. 421-422.
152. Азбель, М. Я. Парамагнитный резонанс и поляризация ядер в металлах / М. Я. Азбель, В. И. Герасименко, И. М. Лифшиц. – Текст: непосредственный // *ЖЭТФ.* – 1957. – Т. 32. – № 5. – С. 1212-1225.
153. Устинов, В. В. Граничные условия к кинетическим уравнениям и уравнениям движения намагниченности электронов проводимости металла с поверхностными парамагнитными примесями / В. В. Устинов. – Текст: непосредственный // *Теоретическая и математическая физика.* – 1980. – Т. 44. – № 3. – С. 387-399.
154. Magnetic, thermodynamic, and electrical transport properties of the noncentrosymmetric B20 germanides $MnGe$ and $CoGe$ / J. F. DiTusa, S. B. Zhang, K. Yamaura [et al.]. – Текст: непосредственный // *Phys. Rev. B.* – 2014. – Vol. 90. – № 14. – P. 144404.
155. Chattopadhyay, M. K. Magnetic properties of the field-induced ferromagnetic state in $MnSi$ / M. K. Chattopadhyay, P. Arora, S. B. Roy. – Текст: непосредственный // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 2009. – Vol. 21. – № 29. – P. 296003.
156. Magnetic Properties of $Cr_{1/3}NbS_2$ / T. Miyadai, K. Kikuchi, H. Kondo [et al.]. – Текст: непосредственный // *J. Phys. Soc. Jpn.* – 1983. – Vol. 52. – № 4. – P. 1394-1401.

157. Magnetic and magnetocaloric properties and the magnetic phase diagram of single-crystal dysprosium / A. S. Chernyshov, A. O. Tsokol, A. M. Tishin [et al.]. – Текст: непосредственный // Phys. Rev. B. – 2005. – Vol. 71. – № 18. – P. 184410.
158. Exploring the magnetic phase diagram of dysprosium with neutron diffraction / J. Yu, P. R. LeClair, G. J. Mankey [et al.]. – Текст: непосредственный // Phys. Rev. B. – 2015. – Vol. 91. – № 1. – P. 014404.
159. Porter, N. A. Scattering mechanisms in textured FeGe thin films: Magnetoresistance and the anomalous Hall effect. – Текст: непосредственный / N. A. Porter, J. C. Gartside, C. H. Marrows // Phys. Rev. B. – 2014. – Vol. 90. – № 2. – P. 024403.
160. Lebech, B. Magnetic structures of cubic FeGe studied by small-angle neutron scattering / B. Lebech, J. Bernhard, T. Freltoft. – Текст: непосредственный // J. Phys.: Condens. Matter. – 1989. – Vol. 1. – № 35. – P. 6105-6122.
161. Spin-wave dynamics in the helimagnet FeGe studied by small-angle neutron scattering / S.-A. Siegfried, A. S. Sukhanov, E. V. Alтынbaev [et al.]. – Текст: непосредственный // Phys. Rev. B. – 2017. – Vol. 95. – № 13. – P. 134415.
162. Room-temperature skyrmions in strain-engineered FeGe thin films / S. Budhathoki, A. Sapkota, K. M. Law [et al.]. – Текст: непосредственный // Phys. Rev. B. – 2020. – Vol. 101. – № 22. – P. 220405.
163. Anomalous Hall effect in MnSi: Intrinsic to extrinsic crossover / V. V. Glushkov, I. I. Lobanova, V. Yu. Ivanov, S. V. Demishev. – Текст: непосредственный // JETP Lett. – 2015. – Vol. 101. – № 7. – P. 459-464.
164. Kadowaki, K. Magnetization and Magnetoresistance of MnSi. I / K. Kadowaki, K. Okuda, M. Date. – Текст: непосредственный // J. Phys. Soc. Jpn. – 1982. – Vol. 51. – № 8. – P. 2433-2438.
165. Magnetic structure of MnSi under an applied field probed by polarized small-angle neutron scattering / S. V. Grigoriev, S. V. Maleyev, A. I. Okorokov [et al.]. – Текст: непосредственный // Phys. Rev. B. – 2006. – Vol. 74. – № 21. – P. 214414.
166. Out-of-plane spin-orientation dependent magnetotransport properties in the anisotropic helimagnet $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ / A. C. Bornstein, B. J. Chapman, N. J. Ghimire [et al.]. – Текст: непосредственный // Phys. Rev. B. – 2015. – Vol. 91. – № 18. – P. 184401.
167. Angular-dependent magnetoresistance in $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ single crystals / X. Li, Z. Li, H. Li [et al.]. – Текст: непосредственный // Appl. Phys. Lett. – 2022. – Vol. 120. – № 11. – P. 112408.
168. Overview and advances in a layered chiral helimagnet $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ / Y. Cao, Z. Huang, Y. Yin [et al.]. – Текст: непосредственный // Mater. Today Adv. – 2020. – Vol. 7. – P. 100080.

169. Kevane, C. J. The Hall Effect in Yttrium, Lanthanum, Cerium, Praseodymium, Neodymium, Gadolinium, Dysprosium, and Erbium / C. J. Kevane, S. Legvold, F. H. Spedding. – Текст: непосредственный // *Phys. Rev.* – 1953. – Vol. 91. – № 6. – P. 1372-1379.
170. Hall, P. M. Electrical Resistivity of Dysprosium Single Crystals / P. M. Hall, S. Legvold, F. H. Spedding. – Текст: непосредственный // *Phys. Rev.* – 1960. – Vol. 117. – № 4. – P. 971-973.
171. Jensen, J. Rare earth magnetism: structures and excitations / J. Jensen, A. R. Mackintosh. – Oxford: Clarendon Press, 1991. – 403 p. – Текст: непосредственный.
172. Observation of Coherent Helimagnons and Gilbert Damping in an Itinerant Magnet / J. D. Koralek, D. Meier, J. P. Hinton [et al.]. – Текст: непосредственный // *Phys. Rev. Lett.* – 2012. – Vol. 109. – № 24. – P. 247204.
173. Tsoi, M. Magnetic domain wall motion triggered by an electric current / M. Tsoi, R. E. Fontana, S. S. P. Parkin. – Текст: непосредственный // *Appl. Phys. Lett.* – 2003. – Vol. 83. – № 13. – P. 2617-2619.
174. Direct Observation of Domain-Wall Configurations Transformed by Spin Currents / M. Kläui, P.-O. Jubert, R. Allenspach [et al.]. – Текст: непосредственный // *Phys. Rev. Lett.* – 2005. – Vol. 95. – № 2. – P. 026601.
175. Current-Excited Magnetization Dynamics in Narrow Ferromagnetic Wires / Y. Togawa, T. Kimura, K. Harada [et al.]. – Текст: непосредственный // *Jpn. J. Appl. Phys.* – 2006. – Vol. 45. – № 27. – P. L683-L685.
176. Current Driven Domain Wall Velocities Exceeding the Spin Angular Momentum Transfer Rate in Permalloy Nanowires / M. Hayashi, L. Thomas, C. Rettner [et al.]. – Текст: непосредственный // *Phys. Rev. Lett.* – 2007. – Vol. 98. – № 3. – P. 037204.
177. Current-Controlled Magnetic Domain-Wall Nanowire Shift Register / M. Hayashi, L. Thomas, R. Moriya [et al.]. – Текст: непосредственный // *Science*. – 2008. – Vol. 320. – № 5873. – P. 209-211.
178. Skyrmion-electronics: writing, deleting, reading and processing magnetic skyrmions toward spintronic applications / X. Zhang, Y. Zhou, K. Mee Song [et al.]. – Текст: непосредственный // *J. Phys.: Condens. Matter*. – 2020. – Vol. 32. – № 14. – P. 143001.
179. Filinyuk, N. A. Short historical review of development of scientific branch “negatronics” / N. A. Filinyuk, A. A. Lazarev. – Текст: непосредственный // *AEU - International Journal of Electronics and Communications*. – 2014. – Vol. 68. – № 2. – P. 172-177.
180. Негатроника / А. Н. Серьёзов, Л. Н. Степанова, С. А. Гаряинов, [и др.]. – Новосибирск: Новосибирское отделение издательства Наука, 1995. – 315 с. – Текст: непосредственный.
181. Menard, M. R. Boundary Conditions Describing Surface Relaxation in Conduction Electron Spin Resonance / M. R. Menard, M. B. Walker. – Текст: непосредственный // *Canadian Journal of Physics*. – 1974. – Vol. 52. – № 1. – P. 61-67.

182. Chirality-selected crystal growth and spin polarization over centimeters of transition metal disilicide crystals / Y. Kousaka, T. Sayo, S. Iwasaki [et al.]. – Текст: непосредственный // *Jpn. J. Appl. Phys.* – 2023. – Vol. 62. – № 1. – P. 015506.
183. Bass, J. Spin-diffusion lengths in metals and alloys, and spin-flipping at metal/metal interfaces: an experimentalist's critical review / J. Bass, W. P. Pratt. – Текст: непосредственный // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 2007. – Vol. 19. – № 18. – P. 183201.
184. Determination of spin relaxation times in heavy metals via second-harmonic spin injection magnetoresistance / C. Fang, C. H. Wan, B. S. Yang [et al.]. – Текст: непосредственный // *Phys. Rev. B.* – 2017. – Vol. 96. – № 13. – P. 134421.