

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ МЕТАЛЛОВ ИМЕНИ М.Н. МИХЕЕВА
УРАЛЬСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РАН (ИФМ УРО РАН)

На правах рукописи

Окороков Михаил Сергеевич

**СПИН-ТЕРМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ГИБРИДНЫХ
НАНОСТРУКТУРАХ МЕТАЛЛ
(ПОЛУПРОВОДНИК)/ФЕРРОМАГНИТНЫЙ
ДИЭЛЕКТРИК**

Специальность 01.04.11 —
Физика магнитных явлений

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук, профессор
Ляпилин Игорь Иванович

Екатеринбург — 2018

Оглавление

	Стр.
Введение	4
1 Теория неравновесных процессов	24
1.1 Описание динамики системы	24
1.2 Метод неравновесного статистического оператора НСО	26
1.3 Линейное приближение метода НСО	31
2 Спиновые токи в гибридных наноструктурах	34
2.1 Спиновый ток	35
2.2 Описание модели	37
2.3 Гамильтонианы, используемые в модели	40
2.4 Оператор энтропии	44
2.5 Нахождение связей макро- и средних микро- величин, уравнения динамики спина	48
2.6 Случай однородного в пространстве распределения магнонов	54
2.7 Выводы к главе	58
3 Динамическая генерация спин-волнового тока внешними полями	59
3.1 Комбинированный резонанс Рашбы	62
3.2 Гамильтониан и оператор энтропии	65
3.3 Связь микроскопического и макроскопического описания, уравнения динамики спина	68
3.4 Однородный в пространстве случай	71
3.5 Выводы к главе	73
4 Влияние эффектов увлечения на процессы спинового переноса	74
4.1 Описание модели и используемые гамильтонианы	75
4.2 Разделение магнонов на «термические» и «когерентные»	79
4.3 Построение неравновесного распределения	83

4.4	Уравнения динамики импульсов	86
4.5	Анализ частных случаев	89
4.6	Выводы к главе	99
Заключение		101
Публикации автора по теме диссертации		104
Список литературы		105

Введение

Устойчивой тенденцией в развитии производства электронных устройств является уменьшение их размеров, так что количество транзисторов, размещаемых на кристалле интегральной схемы, удваивается каждые 24 месяца. К настоящему времени размеры транзисторов достигли 10 нм, что привело к значительному влиянию на работу микросхем нежелательных эффектов. Среди них имеются как квантовые, вроде паразитного туннелирования электронов в элементах, так и термические, связанные, например, с принципом Ландауэра, гласящим, что в любой вычислительной системе, независимо от её физической реализации, при потере 1 бита информации выделяется теплота в количестве по крайней мере $W = k_B T \ln(2)$. Дальнейшее движение по пути миниатюризации рано или поздно приведет к стагнации развития электроники.

Выходом из сложившейся ситуации должны стать качественно новые технологии. Например, это может быть отказ от использования зарядовых токов в пользу токов спиновых, способных перетекать без переноса массы и электрического заряда. Спиновые токи дадут возможность создавать устройства, требующие малых затрат энергии на перевороты спина и способные работать на временах порядка пико- и фемто- секунд. Исследование спинового токопереноса является одной из задач спинтроники, в рамках которой изучаются возможности управления транспортными свойствами конденсированных сред с помощью использования спиновых степеней свободы.

Развитие спинтроники было стимулировано работами Грюнберга и Ферта над электрическим сопротивлением структур, состоящих из ферромагнитных и неферромагнитных материалов. В частности, Грюнберг обнаружил обменное взаимодействие антиферромагнитного характера в пленках Fe/Cr, а Ферт изучал проводимость многослойных пленок. Их работы стали отправной точкой исследований гигантского магнетосопротивления (ГМС). ГМС эффект заключается в том, что при параллельности намагниченности ферромагнитных слоев, система находится в состоянии с низким сопротивлением, а в случае антипараллельности - с высоким. Гигантское магнетосопротивление нашло применение в производстве носителей информации, уступив впоследствии место магнитным туннельным переходам или устройствам с туннельным магнетосопротивлением

на основе зависящего от спина туннелирования, в которых металл-разделитель заменяется изолятором.

Описание многих явлений в физике основано на понятии потока некоторой величины. В определение потока I включают величину переносимой характеристики f , количество носителей n и скорость переноса v , объединенные выражением $I = fnv$. То же можно говорить и о токе спина: это перенос определенной проекции собственного углового момента частиц с места на место [1].

Спиновый ток - не сохраняющаяся величина. При пропускании спин-поляризованных электронов через металл, их угловой момент может быть рассеян на решетке спин-флип процессами. Протекая через области с неоднородной намагниченностью (например, доменные стенки, магнитные вихри), либо гетероструктуры спиновый поток способен вызывать крутящий момент, приводящий к переворотам спинов в них [2]. Поток тепла тоже может влиять на намагниченность [3], приводя к вызванным чисто термически изменениям намагниченности [4] (спиновый эффект Зеебека). Такой момент может быть измерен в условиях замкнутой цепи, где он возбуждается спин - зависимой термопарой [3].

В твердых веществах имеется два типа носителей спиновых токов. Первый это электроны проводимости [1; 5; 6], переносящие собственный момент без рассеяний на дистанции в интервале от единиц до тысяч нанометров [7]. Второй - это коллективное движение магнитных моментов - спиновые волны [8; 9].

Концепция спиновых волн, как элементарных возбуждений в магнитно упорядоченных материалах была предложена Блохом. Она же использовалась в работах Ландау и Лифшица [10]. Позже, Хольстейн и Примаков [11] представили бозонную формулировку элементарных магнитных возбуждений как газа квазичастиц, описываемых равновесной функцией распределения с нулевым химическим потенциалом.

Недавно, используя технику микроволновой накачки (об эффектах спиновой накачки будет сказано ниже), Демокритов [12] продемонстрировал возможность возбуждения дополнительных магнонов и создания газа квазиравновесных магнонов с ненулевым химическим потенциалом. С увеличением интенсивности накачки химический потенциал магнонов достигает энергий порядка $\mu/k_B \sim 100 \text{ mK}$, что в конечном итоге может приводить и к Бозе-конденсации магнонов.

Ненулевой химический потенциал магнонов уже использовался при теоретическом изучении физики диффузионного магнонного транспорта в магнитных изоляторах [13]. В работе [14] показано, что химический потенциал влияет на спиновый и тепловой транспорт не только под воздействием сильной параметрической накачки, но так же и в линейном отклике на слабое термическое или электрическое возбуждение [15].

В последнее время все больший интерес привлекает магнонная спинтроника [16–27]. Одно из достоинств магнонных спиновых токов заключается в их больших длинах релаксации, зачастую на несколько порядков превышающих длины спиновой диффузии электронов в спинтронных устройствах, принцип работы которых основывается на спин-поляризованных электрических токах. Например, в работах [28; 29] показана возможность магнонного транспорта в ЖИГ на расстояния порядка $40 \mu m$ при длине релаксации $9.4 \pm 0.6 \mu m$.

Железо-итриевый гранат вообще стал наиболее распространенным магнетиком в экспериментах со спиновыми токами. Этот материал имеет зонную щель около $2.85 eV$ [30], высокое сопротивление порядка $10^{12} Ohm/cm$ [31], температуру Кюри $T_C = 550 K$ [32] и температуру Дебая $T_D = 531 K$. Недавно был продемонстрирован спиновый транспорт коротковолновых спиновых волн, с использованием для их возбуждения магнитных полей радиочастоты [33]. В работе [29] показано возбуждение и детектирование высокочастотных магнонов через спиновую аккумуляцию в слое парамагнитного нормального металла и их слабозатухающий транспорт

Спиновые токи проявляются в большом количестве эффектов. Например, это возможность спин-поляризованного постоянного тока переносить намагниченность одного слоя гетеро-структуры к другому. Такое явление было теоретически предсказано для тонких ферромагнитных металлических пленок [34; 35], и названо передачей спинового крутящего момента (спин-торк эффект). Авторы показали, что электроны проходят магнитную гетероструктуру с попеременно выстроенными ферромагнитным и парамагнитным слоями, становясь спин-поляризованными проходя через ферромагнитный слой, и реализуя спиновую передачу в последующий слой. Такой спиновый перенос приводит к изменению намагниченности, что проявляется как эффективный вращательный момент.

В настоящее время установлено множество проявлений спин-торк эффекта [36–40], включающих нано-осцилляторы [41] и туннельное магнетосопротив-

ление, допускающее масштабирование магнеторезистивной оперативной памяти.

Наряду со спин-торк эффектом реализуется и обратный ему эффект спиновой накачки (спинового пампинга). Спиновый пампинг состоит в передачи момента от намагниченности переносчикам спина (например, электронам проводимости) [31]. Спиновая накачка из изолятора впервые наблюдалась на Pt/YIG переходе [42–44]. Ее различные аспекты изучались во многих работах и отражены в ряде обзоров [45–49].

Помимо передачи момента между различными подсистемами, есть возможность и неравномерного перераспределения спина по однородным веществам. В посвященных этому работам часто упоминаются прямой и обратный спиновые эффекты Холла [50–57]. Оба эффекта описывают взаимодействие спинового и зарядового токов. Оно становится возможным благодаря спин-орбитальному взаимодействию.

Спиновый эффект Холла проявляет себя в экспериментах по пропусканью зарядового тока через вещества со спин-орбитальным взаимодействием (рисунок 1). Он заключается в появлении потока спина, перпендикулярно пропускаемому потоку заряда. Движущиеся в некотором направлении электроны рассеиваются на неоднородностях потенциала в одну или другую сторону в зависимости от того, каким спином обладают в данный момент.

Обратный спиновый эффект Холла является «обратным» к прямому спиновому эффекту Холла в том смысле, что приводит к наведению зарядового тока, вызванного протеканием спинового. Методы наблюдения обратного спинового эффекта Холла включают использование спинового пампинга, наведенного ферромагнитным резонансом [56; 58; 59], и нелокального метода в металлических наноструктурах [55; 60; 61].

Для объяснения экспериментальных результатов в полупроводниковых системах были предложены два типа механизмов прямого и обратного спиновых эффектов Холла [62–64]. Первый - «внешний», связан с асимметрией в рассеянии электронов с разными спинами на неоднородностях потенциала, вызванных примесями, дефектами решетки или внешними полями [50–52]. В литературе можно встретить два описания такого механизма: на основе эффектов косоугольного рассеяния и бокового смещения (рисунок 2). Эффект косоугольного рассеяния [65] за-

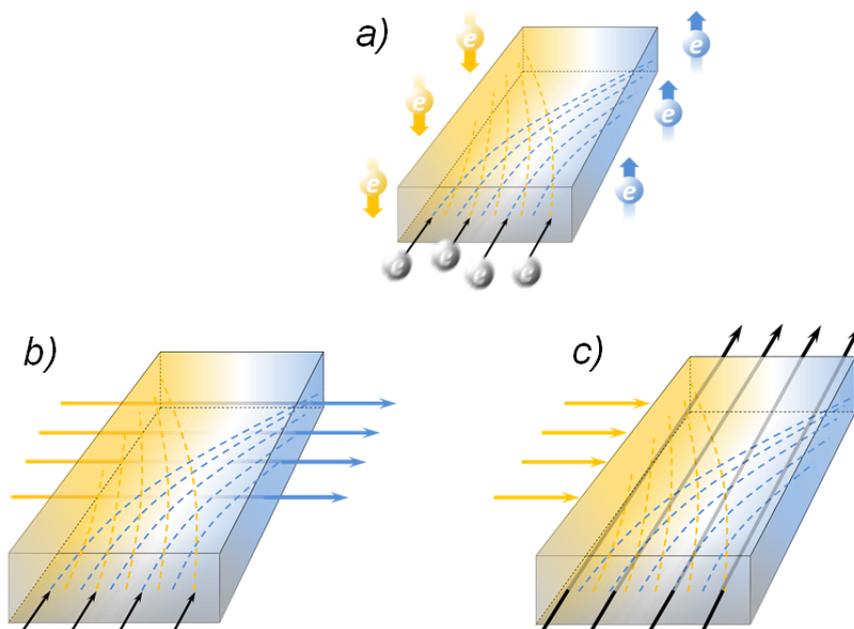


Рисунок 1 — Прямой и обратный спиновые эффекты Холла в материалах со спин-орбитальным взаимодействием а) Общая схема перераспределения электронов в соответствии с проекцией их спина. б) Спиновый эффект Холла: при пропускании через образец со спин-орбитальным взаимодействием электрического тока происходит перераспределение момента, то есть появляется спиновый ток. в) Обратный спиновый эффект Холла: перераспределение момента по образцу со спин-орбитальным взаимодействием или его накачка частицами со спином определенной проекции вызывают перераспределение заряда, то есть электрический ток.

ключается в спин-зависимом рассеянии электронов на примесях с изменением импульса частицы. Этот механизм так же известен как «рассеяние Мотта» [66].

Механизм бокового смещения [65; 67] напоминает предыдущий, с той лишь разницей, что рассеяние происходит без изменения импульса и описывается чаще на уровне волновых пакетов, с демонстрацией сдвига их центров перпендикулярно направлению движения.

Второй тип механизмов прямого и обратного спиновых эффектов Холла, описанный Карплусом и Латтингером, обусловлен топологической структурой зон и зовется «внутренним» [68–71].

Прямой и обратный спиновые эффекты Холла привели к появлению новых спин - Холл устройств [70] как например: спин - Холл транзисторы [72], спин - фотодетекторы [73; 74], спин - термоэлектрические преобразователи [75; 76], и спин - Холл магнитная память [77].

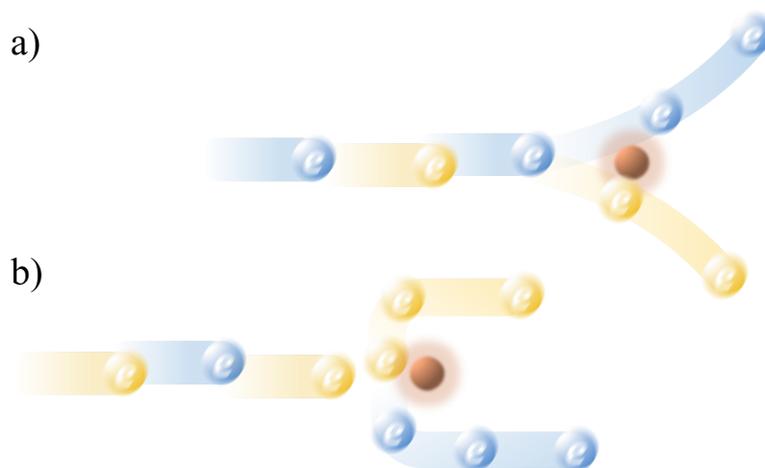


Рисунок 2 — Спин-зависимое рассеяние электронов на магнитной примеси: а) Косое рассеяние, при котором импульсы электронов до и после рассеяния не совпадают по направлению. б) боковое смещение, характеризующее рассеяние электрона на магнитной примеси без изменения направления спина.

Прямой и обратный спиновые эффекты Холла занимают в спинтронике особое место. Именно с помощью этих эффектов реализуется большинство измерений. Продемонстрируем безусловные плюсы (среди которых простота выявления и интерпретации) применения именно этих эффектов кратким описанием типичного эксперимента по измерению спинового тока. Нам понадобится три основных элемента: «генератор», «детектор» и «проводник» спина. Роль «генератора» заключается в преобразовании простых к реализации эффектов (градиенты температуры, потоки заряда) в поток собственного момента. «Детектор» должен совершать обратные преобразования и дать возможность получать простые к регистрации наблюдаемые (например, градиенты и токи заряда). «Проводник» же просто связывает «генератор» с «детектором» и позволяет изучить не преобразование, а протекание спинового тока.

Все три компонента присутствуют в системе, изображенной на рисунке 3. Тут есть ферромагнитный диэлектрик (FI) («проводник», чаще всего ЖИГ, наполненный «оранжевым» (разные цвета показывают разную проекцию спина без привязки к определенному направлению) моментом) и две полупроводниковые (SC) или металлические полосы («генератор» и «детектор» спинового тока, включающие электроны с обеими проекциями спина, что подчеркивает «серость»). Чаще всего применяют Pt, благодаря достаточно сильному спин орбитальному взаимодействию электронов в ней.

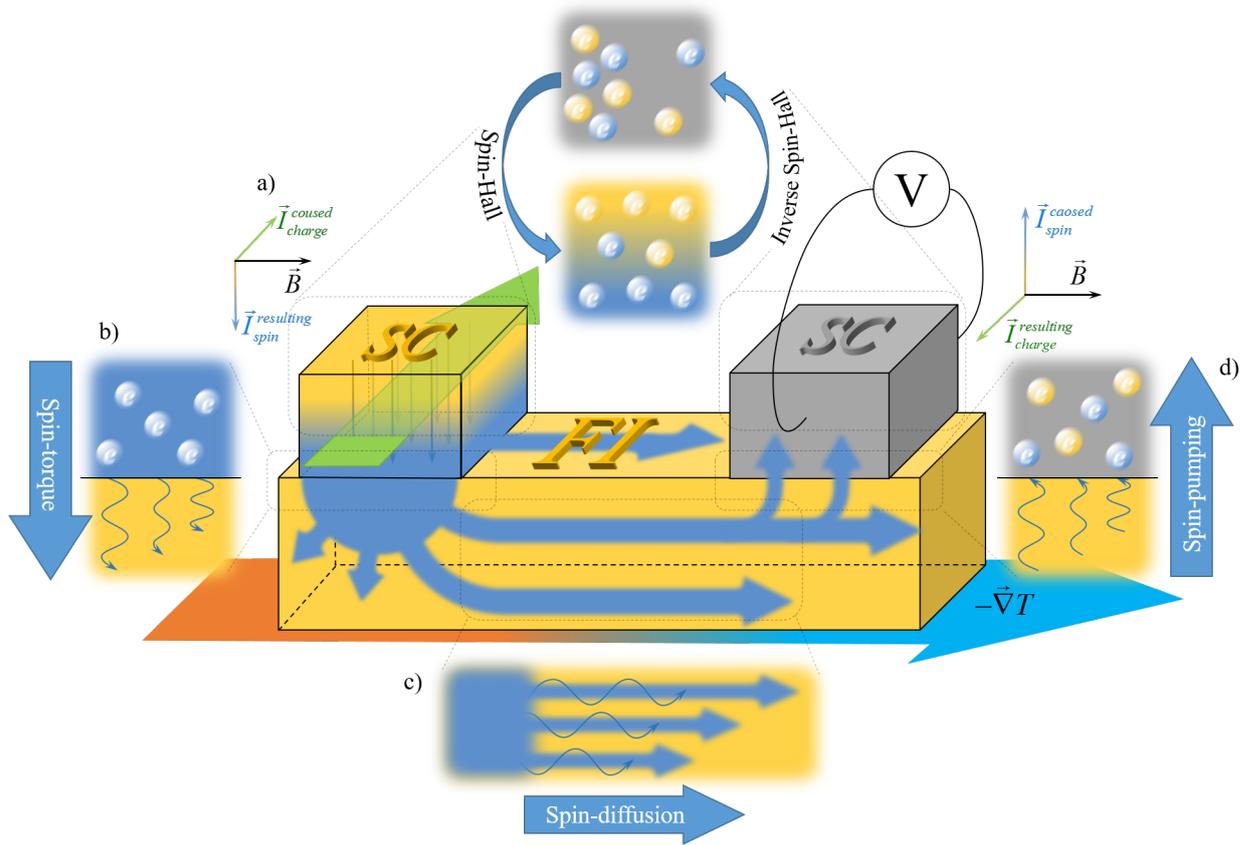


Рисунок 3 — Схема эксперимента по измерению спинового тока в условиях спинового эффекта Зеебека

Общий ход эксперимента следующий. Вначале на образец накладывается внешнее магнитное поле \vec{B} , создающее соответствующее выделенное направление в обоих (SC). Затем, через (SC) (левая часть рисунка) пропускается электрический ток \vec{I}_{charge} (направление протекания указано зеленой стрелкой), что вместе с первым шагом приводит к перераспределению спина (спиновый эффект Холла) в указанном \vec{I}_{spin} направлении (рисунок 3 (a)). Так, близ интерфейса ($SC|FI$) образуется сильный спиновый градиент, который благодаря обменному взаимодействию (рисунок 3 (b)) начинает размываться, накачивая «синий» спин в ферромагнетик (спин-торк эффект). В (FI) образуется неоднородная по спину область, медленно диффундирующая вглубь (FI). Для ускорения этого процесса на (FI) накладывается выделяющий определенное направление градиент температуры, под действием которого «синий» спин диффундирует вдоль (FI) (рисунок 3 (c)). Часто отмечают разницу природы токов спина в (SC), где переносчиками являются свободные электроны, и в (FI), где речь идет о спиновых волнах.

Далее, распространившись до второго полупроводника (SC), спин из-за обменного взаимодействия начинает переходить из (FI) в этот полупроводник (рисунок 3 (d)), через ($FI|SC$) интерфейс, создавая тем самым спиновый ток в «детекторе», преобразуемый обратным спиновым эффектом Холла в перераспределение заряда $\vec{I}_{chagre}^{resulting}$, как раз и измеряемое в конце обычным вольтметром. Вот почему последний полупроводник (SC) можно назвать «спиновый вольтметр», что отражает ее роль в подобных исследованиях.

Теоретические работы в области неравновесной термодинамики спина, заряда и тепла в металлических гетероструктурах с коллинеарными конфигурациями намагниченности были представлены Джонсоном и Силсби [78]. Они открыли новое направление в спинтронике - спиновую калоритронику.

Спиновая калоритроника [78; 79] объединяет в себе термоэлектрику со спинтроникой и наномagnetизмом [80]. Данное новое направление в развитии спинтроники, несомненно, один из важнейших путей достижения контроля над тепловыделением и получения с его помощью полезной работы, когда речь идет о спинтронных устройствах.

Наиболее заметные открытия в этой области включают спин-зависимые эффекты Зеебека/Пельтье в магнитных наноструктурах [81; 82], термическую спиновую инжекцию [83], магنونный термический эффект Холла [84], термический спиновый торк-эффект [3] и спиновый эффект Зеебека [75; 85–87].

Среди эффектов, изучаемых спин-калоритроникой, пожалуй, наиболее существенным является спиновый эффект Зеебека. В отличие от обычного эффекта Зеебека, связанного с генерацией электрического напряжения как откликом на температурный градиент, в спиновом эффекте Зеебека впервые удалось наблюдать наведение спинового напряжения при тех же возмущениях [75; 85; 87–89]. Как видно из рисунка (4), приложенный к образцу температурный градиент обуславливает поток тепла в определенном направлении, который вызывает поток спина.

Приняты также вариации в названии спинового эффекта Зеебека, связанные с геометрией эксперимента: продольный спиновый эффект Зеебека [90–92] и поперечный спиновый эффект Зеебека [75; 85; 88; 89; 93–96]. Последний позволяет небольшой модификацией образцов, а именно, перемещением полоски «спинового вольтметра» вдоль протекания спинового тока или добавлением новых (пунктирные элементы на рисунке 4), увидеть зависимость величины спинового

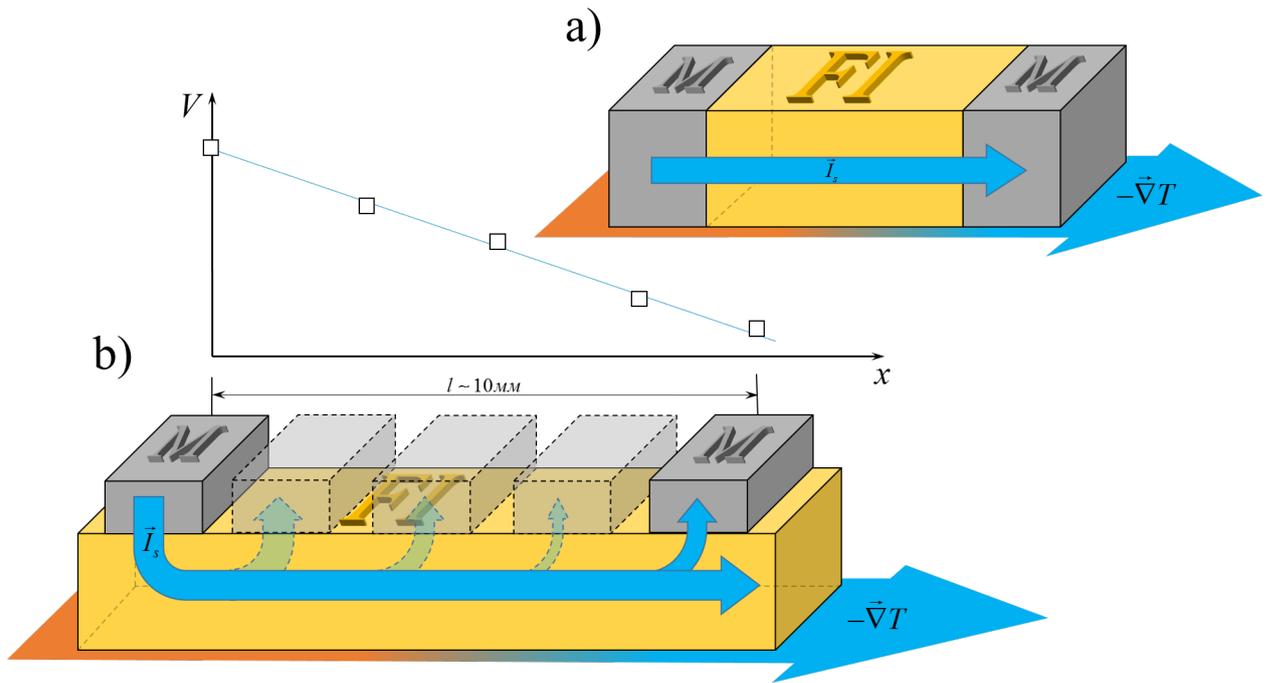


Рисунок 4 — Геометрии моделей для изучения спинового эффекта Зеебека: а) продольная, б) поперечная.

тока как от расстояния протекания (график на рисунке 4), так и от величины температурного градиента.

Спиновый эффект Зеебека дает простой и гибкий способ получения спиновых токов температурными градиентами. В 2008 году, Ючида впервые наблюдал спиновый эффект Зеебека в ферромагнитной металлической пленке $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ [85]. В 2010, пользуясь схожими методами, Яворски так же наблюдал данное явление в ферромагнитном полупроводнике GaMnAs при низких температурах [89; 96]. Впоследствии спиновый эффект Зеебека был обнаружен в $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ [90], $\text{LaY}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (La:YIG) [75], $(\text{Mn,Zn})\text{Fe}_2\text{O}_4$ [97], Co_2MnSi [95]. Отсюда следует, что спиновый эффект Зеебека является универсальным явлением для магнитных материалов (рисунок 5).

Считается, что причина спинового эффекта Зеебека - спин-накачивающий ток, протекающий через интерфейс и вызванный неравновесным магнетонным распределением [87; 98]. Более того, появились работы, указывающие на возможность генерации спинового эффекта Зеебека акустическим пампингом, что лишний раз указывает на важную роль фонон-магнетонного взаимодействия [96; 99].

Исследования, результаты которых трактовались на основе фонон-магнетонного взаимодействия, проводил и Адачи, сообщавший о гигантском увеличении сигнала в спиновом эффекте Зеебека в $\text{LaY}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ при низких темпера-

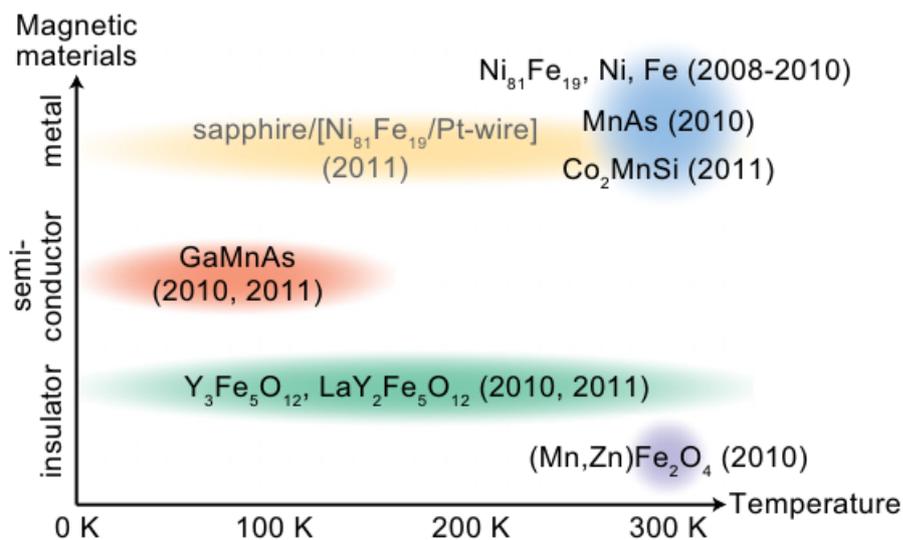


Рисунок 5 — Некоторые соединения, где наблюдался спиновый эффект Зеебека в указанных интервалах температур.

турах [99]. Как объяснение низкотемпературного усиления, Адачи предложил явление фононного увлечения, основанного на теоретических работах [99; 100]. Было выдвинуто предположение о наличии сильного взаимодействия между магнонами и фононами как ответственного за тепловой транспорт в системе. Последние исследования зависимости термической проводимости кристаллов ЖИГ от температуры показывают, что фононный вклад в термическую проводимость достигает максимума при 15К [101], что на 50К ниже, чем наблюдаемый пик в спиновом эффекте Зеебека [99; 100]. Тем не менее, вклад фононного увлечения в спиновый эффект Зеебека при объяснении температурной зависимости не столь очевиден и требует дальнейших исследований.

Генерация спиновых токов чаще всего связана с наличием спинового эффекта Холла [102] или спинового пампинга, в которых микроволновое магнитное поле возбуждает спиновые волны с частотой около 10 ГГц [27]. Говорят также о термической генерации «некогерентных» магнонов, обладающих намного большими энергиями (500-6000 ГГц), чем «когерентные» микроволновой частоты (1-10ГГц) [103]. Подобное разбиение магнонов на две группы в последнее время встречается все чаще. Например, авторы [104] описывают два типа магнонов: тепловые («некогерентные»), то есть обладающие всеми энергиями до $k_B T$ (T -температура эксперимента), и субтермальные («когерентные»), в свою очередь с энергией ниже $k_B T_C$. Опотермические измерения при комнатной температуре показали, что коротковолновые магноны не могут давать прямого

вклада в спиновый эффект Зеебека в ЖИГе [105]. Результаты расчетов, демонстрирующие важную роль субтермальных фононов (фононов с энергиями, ниже температуры эксперимента) в спиновом эффекте Зеебека при комнатной температуре [106] указывают на важную роль субтермальных магнонов для спинового эффекта Зеебека. Авторы [101] утверждают, что продольный спиновый эффект Зеебека при комнатной температуре обусловлен как раз субтермальными магнонами [106] с энергией ниже 30-40К, то есть магнонами с квадратичным законом дисперсии, и слабо взаимодействующими с фононами [107].

Имеется эмпирическая модель для температурной зависимости продольного спинового эффекта Зеебека при низких температурах в тонких пленках. Она учитывает изменение магнонной дисперсии от квадратичной на краю зоны, до линейной («псевдо-акустической» [108]) при высоких энергиях. Эта модель объясняет почему температурная зависимость в тонких пленках до 100К медленно варьируется от закона T^1 при низких температурах, где дисперсия термальных магнонов преимущественно квадратичная, до закона T^2 при высоких.

Исследования зависимости величины спинового эффекта Зеебека от толщины проводника обнаружили длину спиновой диффузии порядка 100нм для термических магнонов при комнатной температуре [109]. Теоретически, при исследовании спинового эффекта Зеебека в YIG/Pt [110] эти длины предсказывались порядка 70нм при 300К, что близко к эксперименту.

Среди методов реализации спиновой аккумуляции близ интерфейса, усиливающих сигнал спинового эффекта Зеебека, можно рассматривать и резонансные. Так, например, возбуждение ферромагнитного резонанса в магнитной подсистеме в гибридных структурах типа металл/ферромагнетик позволяет получать электронный спиновый ток [111;112]. Поскольку процесс спиновой поляризации происходит при этом без переноса спин-поляризованных носителей заряда через интерфейс, удастся избежать трудно разрешимой проблемы несоответствия проводимостей [113–116], препятствующей получению высоких значений спиновой поляризации путем обычной инжекции спин-поляризованных электронов.

Представляет интерес возможность применения резонансных методов для формирования электронной спиновой аккумуляции, ответственной за проявление спин-термических эффектов в гибридных структурах. Реализация такого «резонансного» сценария становится возможной, если принять во внимание

спин-орбитальное взаимодействие. Оно приводит к возможности резонансных переходов электронов на частотах, представляющих собой линейные комбинации циклотронной и зеемановской частот, причем такого рода переходы возможны в пучности как электрического, так и магнитного полей. Резонанс такого типа известен, как комбинированный резонанс Рашбы [117–120] и наблюдался в ряде соединений.

Среди других возможных возмущений, приводящих к резонансному воздействию, имеется и взаимодействие электронов проводимости с полем звуковой волны. В работе [121] было показано, что оно также способно вызвать спиновый ток. Можно сказать, что основу механизмов, ответственных за спиновое поглощение ультразвука свободными электронами кристаллов составляют: модуляция звуком диполь-дипольных взаимодействий электронных спинов [122]; взаимодействие электронного спина с переменным магнитным полем, сопровождающим звуковую волну [122]; модуляция звуком взаимодействия спиновых и кинетических степеней свободы электронов проводимости в кристаллах без центра инверсии [117]; модуляция звуком спин-орбитального взаимодействия электронов с решеткой [123; 124]. В общем случае взаимодействие электронов проводимости со звуком имеет резонансный характер. В отличие от парамагнитного резонанса, акустический спиновый резонанс может наблюдаться как в продольной, так и поперечной поляризации звуковой волны. Заметим, что отклик спиновой подсистемы электронов при взаимодействии их с полем звуковой волны, который имел резонансный характер, экспериментально наблюдался в [125].

Теоретические подходы, разработанные для спинтроники и спиновой калоритроники можно условно разбить на четыре группы: полуфеноменологические, подходы, основанные на уравнении Больцмана, базирующиеся на уравнении Ландау-Лившица-Гильберта и использующие квантовомеханический подход.

Полуфеноменологические модели дают линейные связи между токами и термодинамическими силами. Коэффициенты в соответствующих уравнениях берутся из эксперимента. Обозначая зарядовый, спиновый и тепловой токи как $\vec{J}_c, \vec{J}_s, \vec{J}_Q$, зарядовый электрохимический потенциал и разность химических потенциалов электронов с разной проекцией спина как μ_c, μ_s , температуру, заряд электрона и электрическую проводимость как T, e, σ , и, наконец, константу Лоренца, коэффициент Зеебека со спиновой поляризацией проводимости как

L_0, S, P , приходят к матричной форме записи уравнений [78; 126–129]:

$$\begin{pmatrix} \vec{J}_c \\ \vec{J}_s \\ \vec{J}_Q \end{pmatrix} = \sigma \begin{pmatrix} 1 & P & S \\ P & 1 & P'S \\ ST & P'ST & L_0T \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{\nabla} \mu_c / e \\ \vec{\nabla} \mu_s / 2e \\ -\vec{\nabla} T \end{pmatrix},$$

где

$$P = \frac{\sigma^\uparrow - \sigma^\downarrow}{\sigma^\uparrow + \sigma^\downarrow}, \quad P' = \frac{(\sigma^\uparrow)'_\varepsilon - (\sigma^\downarrow)'_\varepsilon}{(\sigma^\uparrow)'_\varepsilon + (\sigma^\downarrow)'_\varepsilon}. \quad (1)$$

Система (1) предполагает, что проекции спина являются хорошими квантовыми числами, что не соответствует действительности при наличии неколлинеарных намагниченностей или сильных спин-орбитальных взаимодействий.

Следующий подход связан с уравнением Больцмана [14]:

$$\frac{\partial f(\vec{r}, \vec{k}, t)}{\partial t} + \frac{\partial f(\vec{r}, \vec{k}, t)}{\partial \vec{r}} \frac{\partial \omega_{\vec{k}}}{\partial \vec{k}} = \Gamma^{in} [f(\vec{r}, \vec{k}, t)] - \Gamma^{out} [f(\vec{r}, \vec{k}, t)]. \quad (2)$$

Здесь $f(\vec{r}, \vec{k}, t)$ - функция распределения магнонов, $\Gamma^{in/out} [f(\vec{r}, \vec{k}, t)]$ - скорости рождения и уничтожения магнонов с волновым вектором \vec{k} , а $\omega_{\vec{k}}$ - спектр магнонов. Члены правой части чаще всего находятся из золотого правила Ферми и дополнительных соображений, связанных с процессами рождения и аннигиляции магнонов на интерфейсах изучаемых систем.

Очередная и, пожалуй, самая распространенная техника расчета динамики спиновой плотности $\vec{M}(\vec{r})$ основана на уравнении Ландау-Лифшица-Гильберта [1]:

$$\frac{d\vec{M}(\vec{r})}{dt} = -\gamma \vec{M}(\vec{r}) \times H_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M}(\vec{r}) \times \frac{d\vec{M}(\vec{r})}{dt}. \quad (3)$$

Здесь $\gamma, \alpha, M_s, H_{eff}$ - гиромагнитное отношение, константа затухания Гильберта, намагниченность насыщения, и эффективное поле, создаваемое окружением положения \vec{r} . Первое слагаемое в правой части этого уравнения описывает бездиссипативную прецессию момента в эффективном магнитном поле. Второе добавляет учет эффектов релаксации момента. При описании спин-поляризован-

ного тока используют еще третье слагаемое $T(\vec{r})$, описывающее вращательный момент, создаваемый неравновесной спиновой плотностью. Основным достоинством данного подхода является простота интерпретации, однако часто за ней кроются чисто эмпирические доводы построения слагаемого $T(\vec{r})$. Именно этот подход чаще всего применяют при компьютерном моделировании спиновой динамики.

Уравнения типа (3) можно получить и квантовыми микроскопическими методами [130]. В работах из этой области часто исследуются средние значения полного момента в нескольких частях некоторой гетероструктуры (например, в Pt и ЖИГ при описании спинового эффекта Зеебека), но вводятся и операторы плотности компонент спина. Под спиновым током в таких теориях понимают среднее от производной по времени оператора плотности z -компоненты спина $\langle \dot{S}_z(\vec{r}_i) \rangle$.

Изучение спин-термических эффектов требует корректного описания температурного возмущения. Существует несколько возможных сценариев учета таких возмущений. Так, например, реакцию слабонеравновесных систем на возмущение термического типа, можно представить в виде фурье-образов временных корреляционных функций от операторов соответствующих потоков по статистически равновесному состоянию системы [131]. Реакцию на термическое возмущение часто находят, используя косвенные методы, вводя фиктивные внешние силы, действие которых на систему идентично действию термического возмущения [132]. Отклик на термическое возмущение можно вычислять также исходя из гипотезы Онсагера [133; 134] о характере затухания флуктуаций или путем использования локально-равновесного распределения в качестве начального условия для нахождения статистического оператора системы [135]. Можно сказать, что недостатки приведенных методов сводятся или к некоторому пренебрежению законами квантовой механики, или к учету лишь равновесной термодинамики, что, однако, вполне оправдывается в частных случаях, изученных в соответствующих работах.

Универсальную схему построения отклика слабонеравновесных систем на возмущения механического и термического типов дает метод неравновесного статистического оператора (НСО) и его модификации [136; 137], которые используют представление НСО в виде функционала от локально равновесного распределения. Метод позволяет вычислить реакцию на внешнее возмущение не

только равновесных, но и сильно неравновесных систем, описываемых в терминах огрубленных макроскопических переменных. В рамках данного метода кинетические коэффициенты выражаются через фурье-образы временных корреляционных функций по статистическому распределению, описывающему невозмущенный неравновесный процесс. При этом естественным путем принимаются во внимание и процессы рассеяния электронов.

Все вышесказанное отражает **актуальность** данной диссертационной работы.

Целью данной работы является развитие микроскопической теории спин-термических эффектов, описывающей спиновую динамику в гибридных структурах металл (полупроводник)/ферромагнитный изолятор, и дающей единое описание таких спин-термических эффектов, как спиновые пампинг, торк-эффект, диффузия и эффект Зеебека. На ее основе предстояло изучить впервые предложенные теоретические модели, в рамках которых исследованы реакция намагниченности ферромагнетика на резонансное возбуждение электронов проводимости, и новый подход описания эффектов магнонного увлечения, необходимый для объяснения усиления спин-термической проводимости при низких температурах.

Задачи, решенные для достижение поставленной цели:

1. Разработать общую линейную микроскопическую теорию, описывающую спиновые пампинг, торк-эффект и диффузию, проявляющиеся в гибридных структурах нормальный металл / ферромагнитный изолятор, основанную на квантовом методе неравновесной статистической физики НСО, в приближении эффективных параметров.
2. Построить и проанализировать систему макроскопических уравнений динамики для плотностей спина и энергии (фононов), описывающую релаксацию собственного момента как внутри металлической (полупроводниковой) и ферромагнитной частей, так и между ними.
3. Изучить новый (резонансный) метод генерации спин-волнового тока, в основе которого лежит взаимодействие внешнего поля (акустической или электромагнитной природы) с электронами проводимости при учете спин-орбитального взаимодействия.
4. С целью описания эффектов увлечения в модели трех потоков («когерентных» и «термических» магнонов с фононным), построить и про-

анализировать систему макроскопических уравнений динамики плотностей импульса магнанных («термической» и «когерентной») и фононной подсистем.

5. В рамках каждой модели рассмотреть случай однородных в пространстве подсистем (электронной, магнной (-ых) и фононной) и получить выражения для частот релаксации, среднего момента ферромагнетика в условиях резонансной накачки спином электронов проводимости, и средних импульсов при изучении эффектов увлечения в модели трех потоков.

Методология и методы исследования. При описании различных термоэлектрических эффектов и построении макроскопических уравнений, в работе используется метод неравновесного статистического оператора (НСО), неоднократно применяемый для описания большого количества явлений как на уровне механических, так и термодинамических величин.

Положения, выносимые на защиту:

1. Развита линейная микроскопическая теория термо-спиновых эффектов в гибридной наноструктуре нормальный металл/ ферромагнитный изолятор, позволяющая единообразное описание спиновой диффузии, спинового пампинга, спинового торк-эффекта и спинового эффекта Зеебека.
2. Величина и направление спинового тока через интерфейс между металлической и ферромагнитной подсистемами зависят от разности температур подсистем, спиновой аккумуляции в металле и величины химического потенциала магнов вблизи интерфейса. На распространение спин-волнового тока в ферромагнетике влияют как градиенты температур и химического потенциала магнов, так и разность температур магнной и фононной подсистем. Получены общие выражения для обратных времен (частот) релаксации.
3. Предложен и изучен метод резонансного возбуждения спин-волнового тока в структуре полупроводник/ферромагнитный изолятор электромагнитными и звуковыми полями, возбуждающими электроны проводимости.
4. Спин-волновой ток, реализуемый в условиях резонансного возбуждения электронов проводимости, сам проявляет резонансный характер.

5. Рассмотрены эффекты увлечения в структуре металл/ферромагнитный изолятор в рамках предложенной и изученной модели трех потоков.
6. Найдены общие выражения для кинетических коэффициентов, определяющих спин-термические эффекты, в форме квантовых корреляционных функций.

Научная новизна:

1. Сформулирована и развита квантовая теория микроскопического описания поведения спина в гибридных структурах металл (полупроводник)/ферромагнитный изолятор, допускающая переход к описанию через локальные значения макровеличин. В рамках предложенного метода единым подходом описаны спиновые торк-эффект, пампинг и диффузия.
2. Предложен метод динамической генерации спин-волнового тока, в основе которого лежит влияние резонансного возбуждения электронов проводимости в системе полупроводник/магнитный диэлектрик внешними полями (электрическое или звуковое поле при комбинированном резонансе Рашбы), на генерацию спин-волнового тока в непроводящем ферромагнетике.
3. Исходя из анализа различных экспериментальных данных по изучению спинового эффекта Зеебека, предложена и развита модель трех потоков (двух магнонных и фононного) для системы металл/ферромагнитный изолятор, в которой были исследованы причины и следствия формирования в ферромагнитной области двух, различных по форме спектра и разделенных энергетической щелью, потоков, состоящих из «термических» (медленных) и «когерентных» (быстрых) магнонов и описана как следствие немонотонная зависимость спинового коэффициента Зеебека.

Достоверность полученных результатов обеспечивается как применением стандартных методов вычислений, так и сопоставлением где это было возможно общих выводов данной работы с результатами, полученными при изучении спинового эффекта Зеебека другими авторами.

Практическая значимость работы заключается в возможности использования полученных общих результатов при изучении конкретных эксперимен-

тальных данных и при обучении аспирантов, работающих в области спинтроники. Предложены модели, которые можно реализовать как устройства типа «спиновой антенны» и «спиновой батареи».

Личный вклад. Вошедшие в диссертацию результаты получены автором под научным руководством И.И. Ляпилина. Автор совместно с руководителем принимал активное участие как в формулировке новых рассмотренных моделей, так и разработке общей теории со всеми частными выводами с дальнейшим анализом результатов. Огороковым М.С. лично были проведены все представленные расчеты. Среди них: конструирование выражений для операторов энтропии, нахождение операторов неравновесного распределения по методу НСО, на основе которых в дальнейшем строились системы уравнений динамики средних значений плотностей спина и импульса, нахождение связей между микро- и макро- параметрами, рассматриваемыми в каждом случае, решение систем в однородном по пространству случае, и, наконец, нахождение выражений для частот релаксации спина и импульса, связанных с определенными механизмами рассеяния.

Диссертация **соответствует паспорту специальности 01.04.11 – Физика магнитных явлений** по пунктам 1 «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», пункту 3 «Исследование изменений различных физических свойств вещества, связанных с изменением их магнитных состояний и магнитных свойств» и пункту 4 «Исследование явлений, связанных с взаимодействием различного рода электромагнитных излучений и потоков элементарных частиц с магнитными моментами вещества или его структурных составляющих: атомов, атомных ядер, электронов (парамагнитный, ферромагнитный, ядерный магнитный, ядерный гамма резонансы и др)».

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на: XX Международном симпозиуме «Наноп физика и наноэлектроника», Нижний Новгород, (март, 2016); Международная зимняя школа физиков-теоретиков «Коуровка – XXXVI», Верхняя Сысерть, (февраль, 2016); XXI Международная зимняя школа по физике полупроводников, Алапаевск, (февраль, 2016

г); 24 Inter. Symp “Nanostuctures: Physics and Technology”, S. Peterburg, (June 2016); VI Euro-Asian Symposium “Trends in Magnetism”, Krasnoyarsk, (August 2016); VII Байкальская межд. конф. «Магнитные материалы. Новые технологии» (VICMM-2016), Иркутск, (август, 2016); XXII Международный симпозиум «Нанопфизика и наноэлектроника», Нижний Новгород, (март, 2017).

Публикации. Основные результаты работы изложены в 36 печатных изданиях, 7 из которых изданы в журналах, включенных в перечень ВАК и индексируемых Web of science, и 29 - в тезисах докладов.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, четырёх глав и заключения.

Во введении говорится об актуальности данной работы, разъясняется ряд основных понятий и описываются наиболее важные эффекты, изучаемые в рамках спинтроники и спин-калоритроники. Отмечаются существующие подходы к теоретическому описанию спин-термических эффектов.

В первой главе приводятся краткие сведения о методе описания динамики квантовомеханической системы на языке «бра-кетов» Дирака и оператора эволюции с предложением способа учета термодинамических средних значений макровеличин в нем. Формулируется теория неравновесного статистического оператора (НСО), позволяющая связать микроописание с макроскопическими наблюдаемыми, такими как температура, химический потенциал, дрейфовые скорости и тому подобными. Представлен вывод основных уравнений НСО и приводится следующая из него линейная по отклонениям термодинамических параметров от равновесных значений форма для неравновесного статистического оператора.

Во второй главе вводится определение спинового тока и исследуется его протекание в системе нормальный металл/ферромагнитный изолятор при реализации спинового эффекта Зеебека. Описывается модель и все вклады в гамильтониан. В приближении эффективных параметров (возможность задать каждой из рассматриваемых подсистем свою температуру) строится оператор неравновесной энтропии, на основе которого затем находится выражение для НСО. Усредняя с ним микроскопические уравнения движения для базовых операторов, удается получить систему уравнений динамики плотностей средних величин спина в рассматриваемой структуре и проанализировать их зависимости от неравновесных термодинамических параметров, таких как температуры

и химические потенциалы. Так же находятся общие выражения для кинетических коэффициентов, таких как тензор диффузии и тому подобные, и частот релаксации магнонов.

В третьей главе изучается предложенный впервые метод динамической генерации спин-волнового тока, основанный на влиянии резонансного возбуждения электронов проводимости внешними полями в системе полупроводник/магнитный диэлектрик на генерацию спин-волнового тока в непроводящем ферромагнетике. Это может быть как электродипольный резонанс в пучности электрического поля, так и спиновый резонанс, обусловленный взаимодействием электронов проводимости с полем звуковой волны. Поскольку схемы вычисления в этих случаях идентичны, предполагается, что берется полупроводник с достаточно сильной спин-орбитальной связью, в котором реализован электродипольный резонанс, а спиновая релаксация электронов обусловлена обменным взаимодействием их с локализованными спинами расположенными на интерфейсе. В качестве дополнительного механизма рассеяния магнонов рассматривается магнон-фононное взаимодействие.

В четвертой главе рассматривается эффект увлечения магнонов ферромагнетика системы металл/ферромагнитный изолятор в модели трех потоков: «термических» (с энергиями порядка температуры решетки), «когерентных» (с энергией порядка энергии спиновой аккумуляции электронов проводимости) и фононов. Приводится обоснование разбиения магнонной подсистемы на две, разделенные энергетической щелью. В приближении эффективных параметров строится система макроскопических уравнений для плотностей средних значений импульса каждого потока и проводится ее анализ. Так же находятся связи средних значений импульса с дрейфовыми скоростями, позволяющие впоследствии изучить однородный в пространстве случай, взятый за основу для сравнения с теорией магнон-фононного увлечения. Выводятся явные выражения для средних значений импульса магнонов обеих подсистем, а так же полного импульса этой подсистемы. В конце изучается влияние взаимодействия трех потоков на формирование эффекта увлечения.

Полный объём диссертации составляет 119 страниц, включая 13 рисунков. Список литературы содержит 143 наименования.

1 Теория неравновесных процессов

В данной главе приводятся краткие сведения о методе описания динамики квантовомеханической системы на языке «бра-кетов» Дирака и оператора эволюции с предложением способа учета термодинамически средних значений макровеличин в нем. Формулируется теория неравновесного статистического оператора (НСО), позволяющая связать микроописание с макроскопическими наблюдаемыми, такими как температура, химический потенциал, дрейфовые скорости и тому подобными. Представлен вывод основных уравнений НСО и приводится следующая из него линейная по отклонениям термодинамических параметров от равновесных значений форма для неравновесного статистического оператора.

1.1 Описание динамики системы

Динамику любой системы можно описать уравнением типа Шредингера с H и H_t в роли операторов, отвечающих за эволюцию системы в единицу времени dt (гамильтонианов), и вектором состояния $|t\rangle$:

$$\frac{d}{dt} |t\rangle = \frac{1}{i\hbar} (H + \varepsilon H_t) |t\rangle, \quad (1.1)$$

которое имеет вполне конкретное решение в операторной форме, однако трудно представимое компактной записью если гамильтониан зависит от времени. Можно записать:

$$|t\rangle = U(t) |0\rangle, \quad (1.2)$$

$$U(t) = e^{\frac{1}{i\hbar} H t} \left(1 + \varepsilon \frac{t}{i\hbar} \int_0^1 e^{-\frac{1}{i\hbar} H t \lambda} H_{t\lambda} e^{\frac{1}{i\hbar} H t \lambda} d\lambda + \dots \right),$$

то есть ввести оператор $U(t)$, действующий на некоторое начальное состояние $|0\rangle$, из которого и начинается эволюция. Уже здесь учтено все: и спектр квантовых состояний, и «термодинамическая» неопределенность начальных значений,

связанная с нашей неспособностью знать начальные состояния всех частиц системы. Последнее разве что не выписано в явном виде.

Обычно из эксперимента не получают максимально подробного описания системы $|0\rangle$ с учетом состояния каждой частицы. Поэтому приходится вводить связи между микроскопическими и макроскопическими величинами, чтобы пусть и с вероятностью, но все же иметь представление о возможных исходах. Например, можно написать:

$$|0\rangle = |T, V, p\rangle. \quad (1.3)$$

Представив тем самым $|0\rangle$ как вектор состояния, описывающийся макроскопическими температурой, объемом и давлением. Здесь по сути происходит огрубление максимально подробного описания до уровня всего трех характеристик.

Часто для нахождения средних используют описание с помощью статистического оператора ρ_t :

$$\begin{aligned} \langle t| A |t\rangle &= Sp(A \rho_t), \\ \rho_t &= |t\rangle \langle t| = U(t) \rho_0 U^+(t), \\ \rho_0 &= |0\rangle \langle 0|. \end{aligned} \quad (1.4)$$

Удобным этот метод делает то, что удастся избавиться внешние обкладки бракетов от временной зависимости и использовать для усреднения базис любой наблюдаемой. При этом и вся зависимость от начального состояния, которым почти всегда считается равновесное, описывающееся оператором равновесного распределения ρ_0 , тоже включена в ρ_t . Введенный таким образом ρ_t удовлетворяет уравнению фон Неймана:

$$\frac{\partial \rho_t}{\partial t} + \frac{1}{i\hbar} [\rho_t, H_t] = 0, \quad (1.5)$$

решив которое в каждом конкретном случае можно было бы дать точное описание системы, не будь оно столь сложным. Поэтому встает задача поиска описания системы на основе сокращенного по тем или иным соображениям количества, как правило, макроскопических величин.

1.2 Метод неравновесного статистического оператора НСО

Как считал Ричард Фейнман, равновесная статистическая физика достигла своей вершины в формуле:

$$\langle P \rangle = \left\langle \langle P \rangle_Q \right\rangle_T = \sum_x P_x e^{-\beta H_x}, \quad (1.6)$$

описывающей по сути последовательные квантово-механическое $\langle \dots \rangle_Q$ и термодинамическое $\langle \dots \rangle_T$ усреднения оператора некоторой физической величины (в базисе собственных состояний гамильтониана, с учетом, для простоты представления, однозначной связи между значениями P_x и H_x). Первое дает спектр величин, отражая принципиальную невозможность знать процесс эволюции (Копенгагенская интерпретация), второе компенсирует неполноту наших знаний о начальном состоянии системы на эксперименте.

Описание же неравновесных процессов можно проводить на основе предложенного Зубаревым метода «Неравновесного Статистического Оператора» (НСО) [136; 137], позволяющего связать термодинамику с квантовой физикой. Рассмотрим далее основные положения метода.

В качестве требований к теории берется построение удовлетворяющего уравнению (1.5) неравновесного статистического оператора, включающего начальное условие, представленное в величинах, измеряемых на эксперименте. Последнее, конечно же, не обязано быть равновесным. Несложно придумать эксперимент, в котором измерение начинается при уже некоторое время пропускаемом токе или наложенном температурном градиенте: оно вполне может быть «квазиравновесным». Понятие это применяется к системам, перешедшим в стационарный динамический режим. В них могут быть токи, неравновесные концентрации, периодические процессы и тому подобное. Такие величины зовутся «базисными» или «измеримыми» и, как станет ясно ниже, выполняют роль своеобразных граничных условий.

Эволюция системы, описывающейся квазиравновесными величинами или, иначе говоря, наблюдаемый эксперимент начинается из состояния, характеризуемого набором средних величин, операторы для которых будем обозначать как P_n . Основное предположение теории заключается в том, что для рассмот-

рения достаточно больших времен можно вообще не брать в расчет те корреляции, которые распадаются в ранние моменты, а значит значения средних будут диктоваться значениями макропараметров, что отмечал Боголюбов. Принятие этого предположения позволяет утверждать, что эволюцию любой системы мы можем рассматривать на основе либо абсолютно точного ρ_t , либо же некоторого другого, альтернативного оператора распределения ρ_q :

$$\rho_q(t) = \rho_q(\langle P_1 \rangle_t, \langle P_2 \rangle_t, \dots, \langle P_N \rangle_t), \quad (1.7)$$

зависящего только от макровеличин, и гарантированно дающего точные значения усредненных наблюдаемых, учтенных в нем:

$$\langle P_n \rangle_t \equiv Sp \{P_n \rho(t)\} = Sp \{P_n \rho_q(t)\}. \quad (1.8)$$

Построение квазиравновесного оператора ρ_q начинается с записи выражения для среднего значения термодинамической энтропии $\langle S(t) \rangle_t$, известного из теории информации Шеннона:

$$\begin{aligned} \langle S(t) \rangle_t &= Sp \{S(t) \rho_q(t)\}, \\ S(t) &= -\ln \rho_q(t). \end{aligned} \quad (1.9)$$

Второе начало термодинамики накладывает на $\langle S(t) \rangle_t$ требование неуменьшения, что сразу ставит задачу о поиске экстремума, где базисные величины дают набор уравнений типа:

$$\begin{aligned} Sp \{\rho_q(t)\} &= 1, \\ \langle P_1 \rangle_t &= Sp \{P_1 \rho_q(t)\}, \\ \langle P_2 \rangle_t &= Sp \{P_2 \rho_q(t)\}, \\ &\dots \\ \langle P_N \rangle_t &= Sp \{P_N \rho_q(t)\}, \end{aligned} \quad (1.10)$$

первое из которых говорит об обязательной нормированности распределения ρ_q , а последующие накладывают условия получения точных средних значений выбранного множества операторов. Левые части этих равенств можно считать

«известными» функциями, ведь сейчас мы ищем выражение для ρ_q , а они могут быть взяты, например, из эксперимента.

Таким образом, приходят к задаче поиска условного экстремума методом неопределенных множителей Лагранжа:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Lambda(\rho_q(t)) = Sp\{S(t)\rho_q(t)\} + F_0(t)(Sp\{\rho_q(t)\} - 1) + \\ + \sum_{x=1}^N F_x(t)(Sp\{P_x\rho_q(t)\} - \langle P_N \rangle_t) \\ S(t) = -\ln\rho_q(t) \\ Sp\{\rho_q(t)\} = 1 \\ Sp\{P_1\rho_q(t)\} = \langle P_1 \rangle_t \\ Sp\{P_2\rho_q(t)\} = \langle P_2 \rangle_t \\ \dots \\ Sp\{P_N\rho_q(t)\} = \langle P_N \rangle_t \end{array} \right. \quad (1.11)$$

где, вычисляя вариацию $\Lambda(\rho_q(t))$ по $\rho_q(t)$, получают явный вид квазиравновесного оператора $\rho_q(t)$:

$$\rho_q(t) = \exp\left(-\Phi(t) - \sum_{x=1}^N F_x(t)P_x\right), \quad (1.12)$$

$$\Phi(t) = \ln\left(Sp\left\{\exp\left(-\sum_{x=1}^N F_x(t)P_x\right)\right\}\right).$$

Было показано, что данный экстремум является максимумом, а числовые функции $F_x(t)$ выполняют роль термодинамически сопряженных к $\langle P_x \rangle_t$ величин. Последнее напрямую следует из условий (1.10). Таким образом, проводя аналогии с общим видом равновесного распределения, можно утверждать, что квазиравновесное характеризует систему с заданными $F_x(t)$, позволяя отыскивать значения $\langle P_n \rangle_t$ и наоборот. Иными словами, если нам известны значения механических величин, то мы сможем найти сопряженные им термодинамические, а если заданы термодинамические, то и ожидаемые механические на их основе всегда удастся вычислить.

Перепишем операторы энтропии $S(t)$, квазиравновесного $\rho_q(t)$ и равновесного ρ_0 распределений в более удобном для вычислений виде:

$$\begin{aligned} S(t) &= \Phi(t) + \sum_{x=1}^N P_x F_x(t), \\ \rho_q(t) &= e^{-S(t)}, \\ \rho_0 &= e^{-S_0}. \end{aligned} \quad (1.13)$$

Чтобы считаться оператором распределения, введенное $\rho_q(t)$ должно удовлетворять уравнению фон Неймана (1.5). Прямая подстановка покажет обратное, поэтому видоизменим ρ_q очевидным образом, для обеспечения правильности:

$$\rho_t = U(t') \rho_q(t - t') U^+(t'). \quad (1.14)$$

Действительно, достаточно считать ρ_q начальным условием некоторого процесса, начинающегося в момент времени $t - t'$, эволюцией которого управляет оператор $U(t')$ на протяжении t' временных единиц. Важно понимать, что сопоставив с начальным моментом времени определенное «число» $t - t'$, мы вовсе не теряем свойства однородности времени. Оно может играть роль в случае воздействия на систему внешних возмущений, явно зависящих от времени, однако в их отсутствии подразумевается, что обозначение $(t - t')$ - лишь метка, указывающая на начальное условие.

Из-за невозможности точного определения момента времени, в который система могла иметь начальное состояние введенной выше формы, проведем усреднение по всем, начиная с $-\infty$ вплоть до некоторого t :

$$\rho_t = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T}^0 dt' U(-t') \rho_q(t + t') U^+(-t'). \quad (1.15)$$

Далее, используя теорему Абеля:

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T}^0 dt f(t) = \lim_{\varepsilon \rightarrow +0} \varepsilon \int_{-\infty}^0 dt f(t) e^{\varepsilon t}, \quad (1.16)$$

получаем:

$$\rho(t) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \varepsilon \int_{-\infty}^0 dt' e^{\varepsilon t'} U(-t') \rho_q(t+t') U^+(-t'). \quad (1.17)$$

Взяв этот интеграл по частям, приходим к удобной форме для дальнейших вычислений:

$$\begin{aligned} \rho(t) = \rho_q(t) + \int_{-\infty}^0 dt' e^{\varepsilon t'} \left(U(-t') \left(\frac{\partial}{\partial t'} \rho_q(t+t') \right) U^+(-t') + \right. \\ \left. + \frac{1}{i\hbar} [U(-t') \rho_q(t+t') U^+(-t'), H_{-t'}] \right). \quad (1.18) \end{aligned}$$

Или для случая гамильтониана, не зависящего от времени:

$$\begin{aligned} \rho(t) = \rho_q(t) + \int_{-\infty}^0 dt' e^{\varepsilon t'} e^{iLt'} \left(\frac{\partial}{\partial t_1} + iL \right) \rho_q(t+t'), \quad (1.19) \\ e^{iLt} A = e^{\frac{1}{i\hbar} Ht} A e^{-\frac{1}{i\hbar} Ht}, \quad iLA = \frac{1}{i\hbar} [A, H]. \end{aligned}$$

Откуда видно, что в ходе эволюции квазиравновесное распределение трансформируется в неравновесное. Это уравнение для поиска ρ_t - вершина метода, однако очень сложно на практике, так как ρ_q неявно зависит от ρ_t . В связи с этим, в данной работе будем использовать линейную по отклонению энтропии от равновесного значения форму выражения (1.19).

1.3 Линейное приближение метода НСО

Найдем линейную форму уравнения (1.19), для чего нам понадобится принять малость термических отклонений от равновесных значений. Вводя символы с нижним индексом «0» и « δ » как значения для равновесной системы и их отклонения соответственно, запишем:

$$\begin{aligned} S(t) &= S_0 + \delta S(t), \\ \Phi(t) &= \Phi_0 + \delta\Phi(t), \\ F_n(t) &= F_{0n} + \delta F_n(t). \end{aligned} \quad (1.20)$$

Далее, считая слагаемые с « δ » малыми величинами, будем ограничиваться первым по ним порядком, и, принимая во внимание формулу ряда операторной экспоненты:

$$\begin{aligned} e^{A+B} &= \left(1 + \int_0^1 e^{(A+B)\lambda} B e^{-A\lambda} d\lambda \right) e^A = e^A \left(1 + \int_0^1 e^{-A\lambda} B e^{(A+B)\lambda} d\lambda \right) = \\ &= e^A + \int_0^1 e^{A(1-\lambda)} B e^{A\lambda} d\lambda + \int_0^1 \lambda e^{A(1-\lambda)} B \left(\int_0^1 e^{A\lambda(1-\lambda')} B e^{A\lambda\lambda'} d\lambda' \right) d\lambda + \dots, \end{aligned} \quad (1.21)$$

получим для функционала Массье-Планка:

$$\begin{aligned} \Phi(t) &= \ln \left(Sp \left\{ \exp \left(- \sum_{x=1}^N F_x(t) P_x \right) \right\} \right) \approx \Phi_0 + \delta\Phi(t), \\ \Phi_0 &= \ln Sp \left\{ e^{- \sum_{x=1}^N P_x F_{0x}} \right\}, \\ \delta\Phi(t) &= - \sum_{x=1}^N Sp \{ P_x \rho_0 \} \delta F_x(t), \\ \rho_0 &= \exp(-S_0). \end{aligned} \quad (1.22)$$

Далее, для энтропии:

$$S(t) = \Phi(t) + \sum_{x=1}^N P_x F_x(t) \approx S_0 + \delta S(t), \quad (1.23)$$

$$S_0 = \Phi_0 + \sum_{x=1}^N P_x F_{x0},$$

$$\delta S(t) = \sum_{x=1}^N \Delta P_x \delta F_x(t),$$

$$\Delta B = B - \langle B \rangle_0, \quad \langle B \rangle_0 = Sp \{ B \rho_0 \}.$$

И квазиравновесного оператора:

$$\begin{aligned} \rho_q(t) = e^{-S(t)} \approx & \rho_0 - \int_0^1 \rho_0^\lambda \delta S(t) \rho_0^{1-\lambda} d\lambda + \\ & + \int_0^1 \lambda \rho_0^\lambda \delta S(t) \left(\int_0^1 \rho_0^{(1-\lambda)\lambda'} \delta S(t) \rho_0^{(1-\lambda)(1-\lambda')} d\lambda' \right) d\lambda - \dots \end{aligned} \quad (1.24)$$

Принимая во внимание (1.24) и (1.19), найдем окончательное выражение для НСО в линейном приближении по отклонению энтропии от равновесного значения:

$$\begin{aligned} \rho(t) = \rho_q(t) - \int_{-\infty}^0 dt_1 e^{\varepsilon t_1} e^{iLt_1} \dot{\rho}_q(t+t_1) \approx & e^{-S_0} - \int_0^1 e^{-S_0\lambda} \delta S(t) e^{-S_0(1-\lambda)} d\lambda + \\ + \int_{-\infty}^0 dt_1 e^{\varepsilon t_1} e^{iLt_1} \int_0^1 d\lambda e^{-S_0\lambda} & \left(\frac{\partial}{\partial t_1} \delta S(t+t_1) + [\delta S(t+t_1), H] \right) e^{-S_0(1-\lambda)}. \end{aligned} \quad (1.25)$$

Форма выражения (1.25) дает при усреднении некоторого оператора P_n по $\rho(t)$ выражения вида:

$$\begin{aligned} \langle P_n \rangle_t &= \langle P_n \rangle_0 - \sum_{x=1}^N (P_n, \Delta P_x) \delta F_x(t) + \\ &+ \int_{-\infty}^0 dt' e^{\varepsilon t'} \sum_{x=1}^N (P_n, \dot{P}_x(t')) \delta F_x(t+t') + \\ &+ \int_{-\infty}^0 dt' e^{\varepsilon t'} \sum_{x=1}^N (P_n, \Delta P_x(t')) \delta \dot{F}_x(t+t'). \end{aligned} \quad (1.26)$$

Здесь (A, B) - корреляционные функции вида:

$$(A, B) = \int_0^1 Sp \left\{ A \rho_0^\lambda B \rho_0^{(1-\lambda)} \right\} d\lambda.$$

2 Спиновые токи в гибридных наноструктурах

Одной из центральных задач спинтроники является генерация и управление спиновыми токами в твердом теле. Реализация спинового тока возможна различными методами: оптическими, магнитными и, что особенно важно для применения в различного рода приборах, с помощью электрического тока, когда спин-поляризованные носители заряда инжектируются из ферромагнитного материала в немагнитный. Поскольку внешнее возмущение, как правило, действует на кинетические степени свободы, то основную роль в формировании спинового отклика на внешнее возмущение играет взаимодействие, которое связывает трансляционные (кинетические) степени свободы со спиновыми. В качестве примера такого эффекта можно указать на спиновый эффект Холла, проявляющийся в виде спинового тока, направленного перпендикулярно пропускаемому зарядовому.

Оказалось, что термические возмущения также могут приводить к спиновым аналогам классических термоэлектрических эффектов. Первым и самым важным из них, был спиновый эффект Зеебека (СЭЗ). В отличие от проводящих кристаллов, где перенос спинового углового момента обусловлен зонными носителями заряда, в непроводящих магнитных материалах реализация СЭЗ связана с возбуждением системы локализованных спинов. Перенос углового момента при СЭЗ обусловлен спин-волновым током, основу которого, как отмечалось выше, составляют возбуждения подсистемы локализованных спинов (магноны). Таким образом, в отличие от проводящих кристаллов, в непроводящем магнетике мы имеем новый тип спинового тока - спин-волновой.

Важную роль при изучении термических возмущений играет решетка (фононы), поскольку наличие градиентного температурного поля может приводить к отклонению от равновесного состояния как подсистемы локализованных спинов, так и фононную.

В данной главе вводится определение спинового тока и исследуется его протекание в системе нормальный металл/ферромагнитный изолятор при реализации спинового эффекта Зеебека. Описывается модель и все вклады в гамильтониан. В приближении эффективных параметров (возможность задать каждой из рассматриваемых подсистем свою температуру) строится оператор

неравновесной энтропии, на основе которого затем находится выражение для НСО. Усредняя с ним микроскопические уравнения движения для базовых операторов, удается получить систему уравнений динамики плотностей средних величин спина в рассматриваемой структуре и проанализировать их зависимости от неравновесных термодинамических параметров, таких как температуры и химические потенциалы. Так же находятся общие выражения для кинетических коэффициентов, таких как тензор диффузии и тому подобные, и частот релаксации магнонов. Результаты, представленные в данной главе были опубликованы в статье:

A1. – *Lyapilin, I. I.* Spin effects induced by thermal perturbation in a normal metal/magnetic insulator system / I. I. Lyapilin, M. S. Okorokov, V. V. Ustinov // *Physical Review B.* – 2015. – V. 91. – P. 195309.

2.1 Спиновый ток

Понятие спинового тока можно ввести по аналогии с током любой другой физической величины: будем говорить о переносе спинового момента (электронами проводимости или спиновыми волнами) из точки в точку. Так же, следует добавить к этому свойство локального несохранения момента ввиду его передачи в соседние области пространства (например, через интерфейс между различными материалами) или в другие подсистемы (например, передача углового момента от электрона фононам).

В данной работе под спиновым током понимаются несколько величин (в зависимости от задачи и рассматриваемой системы). Пожалуй, самым простым вариантом будет назвать так среднее производной по времени от оператора z -компоненты спина:

$$J_s = \langle \dot{S}_z \rangle. \quad (2.1)$$

Такое определение говорит об изменении полного спина системы как целого, но не дает возможности узнать о перераспределении момента непосредственно внутри нее.

Избежать данного недостатка можно введя оператор плотности момента $S_z(\vec{r})$, что позволяет дать куда более точное определение, учитывающее как перенос момента из каждой точки пространства в соседнюю, так и поток момента из/в систему.

Таким образом, общее выражение для спинового тока можно записать в виде суммы:

$$\left\langle \dot{S}_z(\vec{r}) \right\rangle_t = -\vec{\nabla} \vec{I}_s(\vec{r}, t) + Q_s(\vec{r}, t), \quad (2.2)$$

где $\left\langle \dot{S}_z(\vec{r}) \right\rangle_t$ – является полным уходом/приходом момента в систему, $\vec{I}_s(\vec{r}, t)$ – поток момента, характеризуемый перетеканием спина между соседними пространственными положениями, притом «переносчиками» считаются частицы одного сорта, ну и $Q_s(\vec{r}, t)$ – отвечает за изменение момента квантовыми скачками, с пропуском пространственно промежуточных позиций, либо же его переход между подсистемами разного рода (например, от магнонов к электронам и тому подобное).

2.2 Описание модели

Изучать спиновые токи, включая диффузионные процессы и процессы перехода момента между геометрически разделенными подсистемами, будем в модели, состоящей из двух частей (рисунок 2.1): однородной в пространстве, и, содержащей свободные электроны (суть нормальный металл (NM)), а так же протяженной в пространстве и включающей локализованные магнитные моменты (магноны), равные постоянной Планка (в роли непроводящего ферромагнетика (FI)) вместе с фононами (колебаниями решетки). Взаимодействия учтем только между спинами электронов с магнонами (рассеяние на интерфейсе) и магнонов с фононами (рассеяние на решетке).

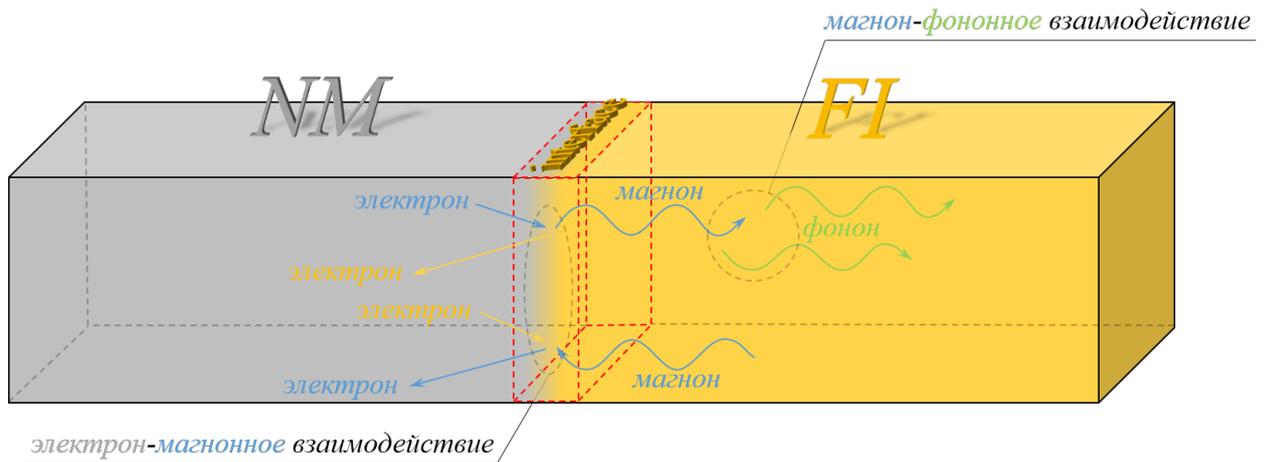


Рисунок 2.1 — Геометрия модели нормальный металл/ферромагнитный изолятор (NM/FI), происходящие в ней процессы рождения и уничтожения магнонов на интерфейсе, а так же их рассеяние на фононах.

Спиновый ток в рассматриваемой системе вызывается неравновесностью по собственному моменту между (NM) и (FI). Ограничиваясь рассмотрением приводящих к неравновесию воздействий на систему, способных изменять состояние лишь (NM), можно привести несколько механизмов способствующих перетеканию момента. Во-первых, металл сам может быть магнитным и ось намагниченности в нем отлична от таковой в ферромагнетике. Во-вторых, локальной намагниченности близ интерфейса со стороны (NM) можно добиться при наличии спин-орбитального взаимодействия в (NM), позволяющего реализовать спиновый эффект Холла, пропусканием зарядового тока. Также разница в количествах спинов «вверх» и «вниз» реализуется пропусканием тока через

обычный металл из некоторого дополнительного ферромагнитного проводника. Следующим можно предложить наложение переменного поля (электромагнитного, звукового и тому подобных), результат действия которого рассматривается в главе 3. И, наконец, последний механизм заключается в наведении разности температур между (NM) и (FI) подсистемами (способной вызывать спиновые пампинг и торк-эффекты). В дальнейшем предполагается, что существование неравновесности по спину в (NM) учтено введением разных для электронов со спинами «вверх» и «вниз» химических потенциалов.

Термические эффекты проявляются при наличии неоднородного температурного поля. В отличие от механических возмущений, которые, как правило, могут быть представлены в виде дополнительного члена гамильтониана, термические такого представления не допускают. Обычно в статьях это поле вводится феноменологически, возникает при дифференцировании функций распределения или с использованием флуктуационно-диссипационной теоремы. Описанный в главе 1 метод НСО позволяет вводить температурные поля в виде заданных функции координат и времени, причем, как и в экспериментах будем полагать, что температурный градиент наложен только на (FI) подсистему, (NM) же характеризуется своим средним значением.

Возможность задать каждой подсистеме свою температуру объясняется тем, что релаксационные процессы внутри каждой подсистемы активнее, чем между ними, а значит и к термическому равновесию «внутри себя» каждая приходит быстрее, нежели к общему. В этом заключается приближение эффективных параметров.

Мы учтем, что неравновесные температуры спиновой T_s^e и кинетической T_k^e подсистем электронов вместе с плотностями у магнитной подсистемы $T_s^m(\vec{r},t)$, $T_k^m(\vec{r},t)$ и решеточной $T^p(\vec{r},t)$ могут отличаться от равновесной T лишь на малые величины:

$$\begin{aligned} T_i^e(t) &= T + \delta T_i^e(t), \\ T_i^m(\vec{r},t) &= T + \delta T_i^m(\vec{r},t), \quad i = k,s, \\ T^p(\vec{r},t) &= T + \delta T^p(\vec{r},t). \end{aligned} \tag{2.3}$$

Разделение температуры на кинетическую и спиновую у магнитной подсистемы можно пояснить следующим образом. Магноны, по своему определению являю-

щиеся отклонениями спинов от некоторого условленного направления, характеризуются не только моментом, связанным, например, с энергией Зеемана и, как следствие со спиновой температурой, но еще и импульсом, играющим важную роль, например, в обменном взаимодействии или гамильтониане Гайзенберга, а значит и связанной с последним «кинетической» температурой, никак не зависящей от спина. Такая разница может привести, например, к средней передаче импульса электронов магнонам без среднего спинового тока и наоборот.

Наложение термического возмущения выводит систему из состояния равновесия таким образом, что изменения идут во всей системе не как едином целом, а как совокупности макроскопически малых подсистем, связанных между собой. Можно сказать, что вся система разбивается на множество ячеек, содержащих большое количество частиц, но являющихся очень малыми с макроскопической точки зрения, и каждый такой элемент «живет своей жизнью», воспринимая собственное окружение как термостат. Это приводит к понятиям локальных энергии, числа частиц и химического потенциала, то есть появлению плотностей величин. Все ячейки обладают собственными значениями энтропии $S(\vec{r})$, подлежащими сложению друг с другом ввиду аддитивности данной характеристики для системы, и дают для дальнейших вычислений полную величину S .

2.3 Гамильтонианы, используемые в модели

В рамках описанной выше модели гамильтониан системы включает следующие слагаемые: кинетической H_k и Зеемановской H_s энергии электронов H_{el} , обменной H_{mm} и энергий взаимодействия с внешним полем H_m , со спинами электронов H_{ms} и с фононами H_{mp} для магнитной подсистемы H_{mag} и, наконец, для фононной H_p . Рассмотрим каждый отдельно, используя при этом две формы записи для плотностей: «классическую» и форму вторичного квантования. Для симметризации произведений некоммутирующих операторов в первой будем использовать следующие обозначения:

$$\{A, B\} = \frac{1}{2} (AB + BA). \quad (2.4)$$

Итак, для электронов введем операторы их кинетической H_k и Зеемановской H_s энергии:

$$H_{el} = H_k + H_s = \int_{\vec{r} \in NM} d\vec{r} (H_k(\vec{r}) + H_s(\vec{r})), \quad (2.5)$$

$$H_k(\vec{r}) = \sum_n \left\{ \frac{p_n^2}{2m_e}, \delta(\vec{r} - \vec{r}_n^e) \right\} = \sum_{s=1,-1} \int d\vec{k} d\vec{k}' \frac{k^2}{2m_e} e^{\frac{i}{\hbar} \vec{r}(\vec{k} - \vec{k}')} a_{\vec{k}s}^+ a_{\vec{k}'s},$$

$$H_s(\vec{r}) = -\hbar\omega_e \sum_n \frac{S_n^z}{\hbar} \delta(\vec{r} - \vec{r}_n^e) = \sum_{s=1,-1} \int d\vec{k} d\vec{k}' \omega_e \frac{\hbar}{2} s e^{\frac{i}{\hbar} \vec{r}(\vec{k} - \vec{k}')} a_{\vec{k}s}^+ a_{\vec{k}'s},$$

где \vec{r}_n^e , p_n , S_n^z - операторы координаты, импульса и z -компоненты спина, m_e - масса, а $\omega_e = g_e \mu_0 H / \hbar$ - зеемановская частота прецессии во внешнем магнитном поле, направленном вдоль оси OZ , n -го электрона. Рождение и аннигиляция электронов в состоянии с импульсом \vec{k} и спином s описываются операторами $a_{\vec{k}s}^+$ и $a_{\vec{k}s}$ соответственно. Интегрирование ведется по пространству, доступному для электронов, условно «металлической части» образца.

Для решеточной подсистемы (фононов) гамильтониан имеет вид:

$$H_p = \int_{\vec{r} \in FI} d\vec{r} H_p(\vec{r}), \quad (2.6)$$

$$H_p(\vec{r}) = \sum_n \{v p_n, \delta(\vec{r} - \vec{r}_n^e)\}$$

Здесь p_n - импульс n -го фонона, а v - скорость звука. Операторами $c_{\vec{k}\vec{s}}^+$ и $c_{\vec{k}\vec{s}}$ описывается рождение и уничтожение фононов в состояниях с импульсом \vec{k} и поляризацией \vec{s} . Находиться фононы могут лишь в «ферромагнитной» части модели.

Гамильтониан магной подсистемы запишем в следующем виде:

$$H_{mag} = H_{mm} + H_m + H_{me} + H_{mp} =$$

$$= \int_{\vec{r} \in FI} d\vec{r} (H_{mm}(\vec{r}) + H_m(\vec{r}) + H_{me}(\vec{r}) + H_{mp}(\vec{r})). \quad (2.7)$$

Операторы зеемановской и обменной энергии локализованных моментов имеют вид:

$$H_m(\vec{r}) = -\hbar\omega_m \sum_n \frac{S_n^z}{\hbar} \delta(\vec{r} - \vec{R}_n) = \int d\vec{k} d\vec{k}' \hbar\omega_m e^{i\vec{k}\vec{r}(\vec{k}-\vec{k}')} b_{\vec{k}}^+ b_{\vec{k}'}, \quad (2.8)$$

$$H_{mm}(\vec{r}) = \sum_{i \neq j} J(\vec{R}_i - \vec{R}_j) \vec{S}(\vec{R}_i) \vec{S}(\vec{R}_j) \delta(\vec{r} - \vec{R}_i) \approx$$

$$\approx \int d\vec{k} d\vec{k}' \frac{k^2}{2m_m} e^{i\vec{k}\vec{r}(\vec{k}-\vec{k}')} b_{\vec{k}}^+ b_{\vec{k}'},$$

$$\vec{S}(\vec{R}_n) = \vec{i}S_x(\vec{R}_n) + \vec{j}S_y(\vec{R}_n) + \vec{k}S_z(\vec{R}_n).$$

Здесь \vec{R}_n , $\vec{S}(\vec{R}_n)$ - операторы координаты и вектора n -го спина, локализованного в точке с соответствующей координатой, $\omega_m = g_m \mu_0 H / \hbar$ - зеемановская частота его прецессии во внешнем магнитном поле направленном вдоль оси OZ . Оператор «кинетической энергии» (примерное равенство во втором уравнении) локализованных моментов является следствием приближения обменного

взаимодействия, учитывающего прямую связь лишь между ближайшими локализованными спинами и малость длин волн магнонов.

Операторы вторичного квантования для таких гамильтонианов введены Хольстейном и Примаковым [138], которые предложили использовать операторы $b_{\vec{R}_i}^+$, $b_{\vec{R}_i}$, описывающие рождение и уничтожение дискретных «отклонений» ферромагнитной системы от основного состояния в точке с координатой \vec{R}_i следующими равенствами:

$$\begin{aligned} S^+ (\vec{R}_i) &= S_x (\vec{R}_i) + iS_y (\vec{R}_i) = \sqrt{2S - b_{\vec{R}_i}^+ b_{\vec{R}_i} b_{\vec{R}_i}}, \\ S^- (\vec{R}_i) &= S_x (\vec{R}_i) - iS_y (\vec{R}_i) = b_{\vec{R}_i}^+ \sqrt{2S - b_{\vec{R}_i}^+ b_{\vec{R}_i}}, \\ S_z (\vec{R}_i) &= S - b_{\vec{R}_i}^+ b_{\vec{R}_i}. \end{aligned} \quad (2.9)$$

Эти операторы удовлетворяют Бозе-коммутиационным соотношениям, а переход к их импульсному представлению диагонализует гамильтониан Гайзенберга, учитывающий взаимодействие только ближайших соседей. Так вводят операторы рождения $b_{\vec{k}}^+$ и уничтожения $b_{\vec{k}}$ элементарных магнитных возбуждений, магнонов, с волновым вектором \vec{k} и следующим энергетическим спектром:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\vec{k}} &= -JS^2 zN + Js \sum_{\vec{\delta}} \left(1 - \cos \left(\frac{1}{\hbar} \vec{k} \vec{\delta} \right) \right) \approx \\ &\approx -JS^2 zN + Js \frac{1}{2} \sum_{\vec{\delta}} k_\alpha \delta_\alpha k_\beta \delta_\beta = -JS^2 zN + \frac{k^2}{2m_m}, \end{aligned} \quad (2.10)$$

$$\sum_{\vec{\delta}} \delta_\alpha \delta_\beta = za^2 \delta_{\alpha,\beta} / 3, \quad m_m = \frac{3}{a^2 Js z} \sim 10m_e.$$

Здесь N - количество локализованных моментов со спином S , z - число ближайших соседей. Примерное равенство, дающее квадратичную зависимость энергии от вектора импульса, и вместе с тем придающее ей форму кинетической энергии с массой магнона m_m получается в приближении $|\vec{k} \vec{\delta}| \ll 1$, отражающем малые импульсы магнонов, например, для объемноцентрированных и граничноцентрированных решеток с постоянной решетки a .

Гамильтониан магнон-фононного взаимодействия H_{mp} имеет вид [139]:

$$H_{mp}(\vec{r}) = \int d\vec{k}d\vec{q} C_{\vec{q},\vec{k}} \left(c_{-\vec{k}}^+ + c_{\vec{k}} \right) b_{\vec{q}+\vec{k}}^+ b_{\vec{q}}, \quad (2.11)$$

$$C_{\vec{q},\vec{k}} \approx \frac{C\hbar\omega_{\vec{q}}}{v_p} \sqrt{\frac{\hbar v_{\vec{k}}}{2N_F M_i}}.$$

Здесь C - безразмерная константа магнон-фононного взаимодействия, N_F -число позиций в элементарной ячейке, M_i - масса иона, а $\nu_q = v_p q$ - энергия фонона со скоростью v_p . Заметим, что приведенный оператор меняет лишь импульс магнонов, но не их количество.

Наконец, неупругую часть обменного взаимодействия электронов проводимости с магнонами близ интерфейса можно получить, основываясь на следующих рассуждениях. Есть некоторая область, вблизи которой могут находиться как локализованные моменты (магноны), так и электроны. Оказавшись в ней с близкими координатами, они взаимодействуют по правилу: спин электрона переворачивается, с рождением или уничтожением магнона. Тогда, переходя к математической записи вышесказанного, получаем:

$$H_{me}(\vec{r}) = J_0 \int_{\vec{R} \in Int} d\vec{R} \left(b_{\vec{R}}^+ a_{\vec{R}\uparrow}^+ a_{\vec{R}\downarrow} + b_{\vec{R}} a_{\vec{R}\downarrow}^+ a_{\vec{R}\uparrow} \right) \delta(\vec{R} - \vec{r}) =$$

$$= J_0 \frac{1}{(2\pi\hbar)^{\frac{9}{2}}} \int d\vec{p}d\vec{q}d\vec{k}d\vec{R} \delta(\vec{R} - \vec{r}) \cdot$$

$$\cdot \left(e^{\frac{1}{i\hbar}(\vec{p}+\vec{q}-\vec{k})\vec{R}} b_{\vec{p}}^+ a_{\vec{q}\uparrow}^+ a_{\vec{k}\downarrow} + e^{\frac{1}{i\hbar}(-\vec{p}+\vec{q}-\vec{k})\vec{R}} b_{\vec{p}} a_{\vec{q}\downarrow}^+ a_{\vec{k}\uparrow} \right). \quad (2.12)$$

Гамильтониан (2.12) включает константу обменного взаимодействия J_0 (обменный интеграл), и описывает рассеяние электронов на магнонах близ интерфейса (откуда и координатная область интегрирования, ограниченная близкими к интерфейсу позициями для электронов и магнонов) с рождением или аннигиляцией последних. Это взаимодействие приводит к передаче углового момента между магнитной и электронной подсистемами, что делает интерфейс источником неравновесных магнонов в ферромагнитной подсистеме.

2.4 Оператор энтропии

Все макроскопические уравнения для операторов плотностей спина могут быть получены усреднением с неравновесным статистическим оператором, включающим в себя оператор энтропии. Следуя методу НСО, запишем последний для рассматриваемой системы. Включим в него полный гамильтониан системы H , обратные температуры $\beta_i^e(t)$ или их плотности $\beta_j^m(\vec{r}, t)$, $\beta^p(\vec{r}, t)$ для каждой из подсистем ($i = k, s$) и операторы числа электронов с определенной проекцией спина N^α ($\alpha = \uparrow, \downarrow$) с соответствующими химическими потенциалами μ^α (по α подразумевается суммирование). В рассматриваемой модели электронная подсистема выступает в роли лишь источника момента, характеризуемого химическими потенциалами и температурами. Это позволяет вместо плотностей использовать средние значения по всей электронной подсистеме. Отдельно стоит отметить добавление химического потенциала магнов $\mu^m(\vec{r}, t)$. В равновесном состоянии магны описываются распределением Бозе-Эйнштейна с нулевым химическим потенциалом μ^m . Однако, в согласии с работой [12], будем полагать, что в системе может реализоваться квазиравновесное состояние (например, для стационарного случая), характеризуемое $\mu^m(\vec{r}, t) \neq 0$:

$$\begin{aligned}
 S(t) = & \Phi(t) + \beta_s^e H_s + \beta_k^e H_k + (\beta_s^e + \beta_k^e) H_{me} - (\beta_s^e + \beta_k^e) \mu^\alpha N^\alpha + \\
 & + \int_{\vec{r} \in FI} d\vec{r} (\beta_s^m(\vec{r}, t) H_m(\vec{r}) + (\beta_s^m(\vec{r}, t) + \beta_k^m(\vec{r}, t)) H_{me}(\vec{r}) + \\
 & + \beta_k^m(\vec{r}, t) (H_{mm}(\vec{r}) + H_{mp}(\vec{r})) - (\beta_k^m + \beta_s^m) \mu^m(\vec{r}, t) N^m(\vec{r}) + \\
 & + \beta^p(\vec{r}, t) (H_p(\vec{r}) + H_{mp}(\vec{r}))).
 \end{aligned} \tag{2.13}$$

Как и в равновесной термодинамике, $S(t)$ включает сумму произведений термодинамически сопряженных величин каждой подсистемы. Наличие интеграла по объему ферромагнетика отражает наложенный на (FI) температурный градиент. В линейном приближении по термическим возмущениям, представим энтропию в виде суммы равновесной S_0 и малой к ней добавки $\delta S(t)$, отвечающей

за потоки:

$$S(t) = S_0 + \delta S(t), \quad (2.14)$$

$$S_0 = \Phi_0 + \beta(H - \mu_0 N),$$

$$\begin{aligned} \delta S(t) = & \Delta(\delta\beta_s^e H_s + \delta\beta_k^e H_k + (\delta\beta_s^e + \delta\beta_k^e) H_{me} - \beta\delta\mu^\alpha N^\alpha + \\ & + \int d\vec{r}(\delta\beta_s^m(\vec{r}, t) H_m(\vec{r}) + (\delta\beta_s^m(\vec{r}, t) + \delta\beta_k^m(\vec{r}, t)) H_{me}(\vec{r}) + \\ & + \delta\beta_k^m(\vec{r}, t) (H_{mm}(\vec{r}) + H_{mp}(\vec{r})) - \\ & - \beta\mu^m(\vec{r}, t) N^m(\vec{r}) + \delta\beta^p(\vec{r}, t) (H_p(\vec{r}) + H_{mp}(\vec{r}))), \end{aligned}$$

$$\mu^\alpha(t) = \mu_0 + \delta\mu^\alpha(t), \quad \beta_i^e(t) = \beta + \delta\beta_i^e(t), \quad \beta^p(\vec{r}, t) = \beta + \delta\beta^p(\vec{r}, t).$$

$$\beta_i^m(\vec{r}, t) = \beta + \delta\beta_i^m(\vec{r}, t), \quad i = k, s.$$

Найдем теперь, входящий в выражение для НСО (1.25), оператор производства энтропии:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}S(t) = & \int d\vec{r} \left(\beta_s^m(\vec{r}, t) \dot{H}_{m,mm}(\vec{r}) + \beta_k^m(\vec{r}, t) \dot{H}_{mm,mm}(\vec{r}) + \right. \quad (2.15) \\ & + \beta^p(\vec{r}, t) \dot{H}_{p,p}(\vec{r}) - \beta\mu^\alpha \dot{N}_{me}^\alpha(\vec{r}) + \\ & + (\beta_s^m(\vec{r}, t) - \beta_s^e) \dot{H}_{m,me}(\vec{r}) + (\beta_k^m(\vec{r}, t) - \beta_k^e) \dot{H}_{mm,me}(\vec{r}) + \\ & + (\beta_k^m(\vec{r}, t) - \beta^p(\vec{r}, t)) \dot{H}_{mm,mp}(\vec{r}) - \\ & \left. - \frac{\beta\mu^m(\vec{r}, t)}{\hbar\omega_m} \left(\dot{H}_{m,mm}(\vec{r}) + \dot{H}_{m,me}(\vec{r}) + \dot{H}_{m,mp}(\vec{r}) \right) \right). \end{aligned}$$

Здесь были использованы следующие обозначения:

$$\dot{B}_{\alpha,\beta}(\vec{r}) = \frac{1}{i\hbar} [B_\alpha(\vec{r}), H_\beta], \quad -\vec{\nabla} \vec{I}_{B_\alpha}(\vec{r}) = \dot{B}_{\alpha,k}(\vec{r}), \quad (2.16)$$

$$\begin{aligned} \dot{N}^\alpha &= \dot{N}_{me}^\alpha, & \dot{H}_s &= \dot{H}_{s,me}, & \dot{H}_k &= \dot{H}_{k,me}, \\ \dot{N}^m(\vec{r}) &= -\vec{\nabla} \vec{I}_{N^m}(\vec{r}) + \dot{N}_{me}^m(\vec{r}) + \dot{N}_{mp}^m(\vec{r}) = \frac{1}{\hbar\omega_m} \dot{H}_m(\vec{r}), \\ \dot{H}_m(\vec{r}) &= -\vec{\nabla} \vec{I}_{H_m}(\vec{r}) + \dot{H}_{m,me}(\vec{r}) + \dot{H}_{m,mp}(\vec{r}), \\ \dot{H}_{mm}(\vec{r}) &= -\vec{\nabla} \vec{I}_{H_{mm}}(\vec{r}) + \dot{H}_{mm,me}(\vec{r}) + \dot{H}_{mm,mp}(\vec{r}), \\ \dot{H}_{me}(\vec{r}) &= \dot{H}_{me,mm}(\vec{r}) + \dot{H}_{me,s}(\vec{r}) + \dot{H}_{me,m}(\vec{r}), \\ \dot{H}_{mp}(\vec{r}) &= \dot{H}_{mp,mm}(\vec{r}) + \dot{H}_{mp,m}(\vec{r}) + \dot{H}_{mp,p}(\vec{r}), \\ \dot{H}_p(\vec{r}) &= -\vec{\nabla} \vec{I}_{H_p}(\vec{r}) + \dot{H}_{p,mp}(\vec{r}), \end{aligned}$$

и соотношения:

$$\begin{aligned} \dot{H}_{m,me}(\vec{r}) &= -\dot{H}_{s,me}(\vec{r}), \\ \dot{H}_{mm,me}(\vec{r}) &= -\dot{H}_{k,me}(\vec{r}), \\ \dot{H}_{mm,mp}(\vec{r}) &= -\dot{H}_{p,mp}(\vec{r}), \end{aligned} \quad (2.17)$$

которые следуют из утверждения о том, что уменьшение спина/импульса в одной подсистеме за счет ее взаимодействия с другой, будет означать увеличение в последней и наоборот.

Введем в рассмотрение понятие спиновой аккумуляции $\mu_s = \mu^\uparrow - \mu^\downarrow$, представляющей разницу в химических потенциалах электронов с разными проекциями спина. Для этого преобразуем слагаемое с химическим потенциалом $\beta\mu^\alpha \dot{N}_{me}^\alpha(\vec{r})$. Проведем две цепочки преобразований, в которых используем сокращенные обозначения операторов рождения и уничтожения состояний элек-

тронов с указанными стрелками проекциями спина:

$$\begin{aligned}\mu^\alpha \dot{N}_{me}^\alpha &= \mu^\uparrow \dot{N}_{me}^\uparrow + \mu^\downarrow \dot{N}_{me}^\downarrow = \mu^\uparrow \frac{1}{i\hbar} \left(a_\uparrow^\dagger a_\downarrow - a_\downarrow^\dagger a_\uparrow \right) - \mu^\downarrow \frac{1}{i\hbar} \left(a_\uparrow^\dagger a_\downarrow - a_\downarrow^\dagger a_\uparrow \right) = \\ &= (\mu^\uparrow - \mu^\downarrow) \frac{1}{i\hbar} \left(a_\uparrow^\dagger a_\downarrow - a_\downarrow^\dagger a_\uparrow \right),\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}(\mu^\uparrow - \mu^\downarrow) \dot{s}_{z,me} &= (\mu^\uparrow - \mu^\downarrow) \frac{1}{i\hbar} \frac{\hbar}{2} \left(a_\uparrow^\dagger a_\downarrow - a_\downarrow^\dagger a_\uparrow - \left(-a_\uparrow^\dagger a_\downarrow + a_\downarrow^\dagger a_\uparrow \right) \right) = \\ &= (\mu^\uparrow - \mu^\downarrow) \frac{1}{i\hbar} \hbar \left(a_\uparrow^\dagger a_\downarrow - a_\downarrow^\dagger a_\uparrow \right).\end{aligned}$$

Таким образом:

$$\mu^\alpha \dot{N}_{me}^\alpha = \frac{\mu_s}{\hbar} \dot{s}_{z,me} = -\frac{\mu_s}{\hbar} \dot{S}_{z,me}. \quad (2.18)$$

Проведя интегрирование по частям с отбрасыванием поверхностных интегралов, ввиду малости токов через бесконечно удаленную границу, представим итоговое выражение для производства энтропии в следующем виде:

$$\begin{aligned}\dot{S}(t) &= \int d\vec{r} \left(-\vec{I}_{H_m}(\vec{r}) \vec{\nabla} \beta_s^m(\vec{r}, t) - \vec{I}_{H_m}(\vec{r}) \vec{\nabla} \mu^m(\vec{r}, t) \frac{\beta}{\hbar\omega_m} - \right. \\ &\quad \left. - \vec{I}_{H_{mm}}(\vec{r}) \vec{\nabla} \beta_k^m(\vec{r}, t) - \vec{I}_{H_p}(\vec{r}) \vec{\nabla} \beta^p(\vec{r}, t) + \right. \\ &\quad \left. + \left(\delta\beta_{ss}^{me}(\vec{r}, t) + \frac{\beta\mu_s}{\hbar\omega_m} + \frac{\beta\mu^m(\vec{r}, t)}{\hbar\omega_m} \right) \dot{H}_{m,me}(\vec{r}) + \right. \\ &\quad \left. + \delta\beta_{kk}^{me}(\vec{r}, t) \dot{H}_{mm,me}(\vec{r}) + \delta\beta_k^{mp}(\vec{r}, t) \dot{H}_{mm,mp}(\vec{r}) \right), \quad (2.19)\end{aligned}$$

$$\delta\beta_{ii}^{me}(\vec{r}, t) = \beta_i^m(\vec{r}, t) - \beta_i^e(t), \quad i = k, s,$$

$$\delta\beta_k^{mp}(\vec{r}, t) = \beta_k^m(\vec{r}, t) - \beta^p(\vec{r}, t).$$

Подстановка оператора (2.19) в выражение (1.25) дает явный вид НСО в исследуемой модели.

2.5 Нахождение связей макро- и средних микро- величин, уравнения динамики спина

Для нахождения связей между микро- и макро-параметрами которые будут полезны при дальнейшем анализе, усредним операторы числа частиц, кинетической и зеэмановской энергии электронов и магнонов, вместе с собственной фононной, используя лишь первые два слагаемых выражения (1.25) (они составляют квазиравновесное распределение), ведь остальные являются уже большего порядка малости по взаимодействию:

$$\left\{ \begin{array}{l}
 \langle N \rangle_t = \langle N \rangle_0 - (N, \Delta H_s) \beta_s^e(t) - (N, \Delta H_k) \beta_k^e(t) + (N, \Delta N^\alpha) \beta \mu^\alpha(t) \\
 \langle H_s \rangle_t = \langle H_s \rangle_0 - (H_s, \Delta H_s) \beta_s^e(t) - (H_s, \Delta H_k) \beta_k^e(t) + (H_s, \Delta N^\alpha) \beta \mu^\alpha(t) \\
 \langle H_k \rangle_t = \langle H_k \rangle_0 - (H_k, \Delta H_s) \beta_s^e(t) - (H_k, \Delta H_k) \beta_k^e(t) + (H_k, \Delta N^\alpha) \beta \mu^\alpha(t) \\
 \langle H_m(\vec{r}) \rangle_t = \langle H_m(\vec{r}) \rangle_0 - \int d\vec{r}' ((H_m(\vec{r}), \Delta H_m(\vec{r}')) \beta_s^m(\vec{r}', t) - \\
 \quad - (H_m(\vec{r}), \Delta H_{mm}(\vec{r}')) \beta_k^m(\vec{r}', t) - (H_m(\vec{r}), \Delta N^m(\vec{r}')) \mu^m(\vec{r}', t)) \\
 \langle H_{mm}(\vec{r}) \rangle_t = \langle H_{mm}(\vec{r}) \rangle_0 - \int d\vec{r}' ((H_{mm}(\vec{r}), \Delta H_m(\vec{r}')) \beta_s^m(\vec{r}', t) - \\
 \quad - (H_{mm}(\vec{r}), \Delta H_{mm}(\vec{r}')) \beta_k^m(\vec{r}', t) - (H_{mm}(\vec{r}), \Delta N^m(\vec{r}')) \mu^m(\vec{r}', t)) \\
 \langle H_p(\vec{r}) \rangle_t = \langle H_p(\vec{r}) \rangle_0 - \int d\vec{r}' (H_p(\vec{r}), \Delta H_p(\vec{r}')) \beta^p(\vec{r}', t)
 \end{array} \right. \quad (2.20)$$

Метод НСО подразумевает усреднение на данном этапе всех величин, введенных в энтропию, однако, некоторые из них (в частности, число магнонов и их зеэмановская энергия) дают линейно зависимые уравнения, поэтому будут опущены из рассмотрения.

Принимая во внимание сохранение полного числа электронов $\langle N \rangle_t = \langle N \rangle_0$ и вводя обозначение $\delta \langle B \rangle_t = \langle B \rangle_t - \langle B \rangle_0$, находим следующие равенства для

электронной подсистемы:

$$\begin{cases} \delta\langle H_k \rangle_t = C_{H_s}^{H_k} \delta\langle H_s \rangle_t + C_{\beta_s^e}^{H_k} \beta_s^e(t) + C_{\beta_k^e}^{H_k} \beta_k^e(t) \\ \beta\mu^\uparrow(t) = C_{H_s}^{\beta\mu^\uparrow} \delta\langle H_s \rangle_t + C_{\beta_s^e}^{\beta\mu^\uparrow} \beta_s^e(t) + C_{\beta_k^e}^{\beta\mu^\uparrow} \beta_k^e(t) \\ \beta\mu^\downarrow(t) = C_{H_s}^{\beta\mu^\downarrow} \delta\langle H_s \rangle_t + C_{\beta_s^e}^{\beta\mu^\downarrow} \beta_s^e(t) + C_{\beta_k^e}^{\beta\mu^\downarrow} \beta_k^e(t) \\ \beta\mu_s(t) = C_{H_s}^{\beta\mu_s} \delta\langle H_s \rangle_t + C_{\beta_s^e}^{\beta\mu_s} \beta_s^e(t) + C_{\beta_k^e}^{\beta\mu_s} \beta_k^e(t) \end{cases} \quad (2.21)$$

$$C_{H_s}^{H_k} = \frac{-1}{2\hbar\omega_e} \left(\frac{(H_k, \Delta N^\uparrow)}{(N^\downarrow, \Delta N^\downarrow)} + \frac{(H_k, \Delta N^\downarrow)}{(N^\uparrow, \Delta N^\uparrow)} \right),$$

$$C_{\beta_s^e}^{H_k} = -2\hbar\omega_e (H_k, \Delta N^\uparrow),$$

$$C_{\beta_k^e}^{H_k} = -(H_k, \Delta H_k) + (N^\downarrow, \Delta H_k) (H_k, \Delta N^\uparrow) \left(\frac{1}{(N^\downarrow, \Delta N^\downarrow)} + \frac{1}{(N^\uparrow, \Delta N^\uparrow)} \right),$$

$$C_{H_s}^{\beta\mu^\alpha} = -\frac{1}{2\hbar\omega_e (N^\alpha, \Delta N^\alpha)},$$

$$C_{\beta_s^e}^{\beta\mu^\alpha} = -\hbar\omega_e,$$

$$C_{\beta_k^e}^{\beta\mu^\alpha} = \frac{(N^\alpha, \Delta H_k)}{(N^\alpha, \Delta N^\alpha)},$$

$$C_{H_s}^{\beta\mu_s} = \frac{1}{2\hbar\omega_e} \left(\frac{1}{(N^\uparrow, \Delta N^\uparrow)} - \frac{1}{(N^\downarrow, \Delta N^\downarrow)} \right),$$

$$C_{\beta_s^e}^{\beta\mu_s} = 0,$$

$$C_{\beta_k^e}^{\beta\mu_s} = \frac{(N^\downarrow, \Delta H_k)}{(N^\downarrow, \Delta N^\downarrow)} - \frac{(N^\uparrow, \Delta H_k)}{(N^\uparrow, \Delta N^\uparrow)}.$$

Уравнения (2.21) позволяют исключить химические потенциалы и среднее отклонение полной кинетической энергии электронов из последующего рассмотрения, оставив лишь температуры и среднее отклонение Зеемановской энергии.

Для магнонной и фононной подсистем, при учете плотностей, уравнения получаются довольно сложными. Поэтому запишем формальное решение в виде:

$$\left\{ \begin{array}{l} \delta\langle H_{mm}(\vec{r}) \rangle_t = \int d\vec{r}' \left(C_{\beta_s^m}^{H_{mm}}(\vec{r}, \vec{r}') \beta_s^m(\vec{r}', t) + C_{\beta_k^m}^{H_{mm}}(\vec{r}, \vec{r}') \beta_k^m(\vec{r}', t) + \right. \\ \qquad \qquad \qquad \left. + C_{H_m}^{H_{mm}}(\vec{r}, \vec{r}') \delta\langle H_m(\vec{r}') \rangle_t \right) \\ \mu^m(\vec{r}, t) = \int d\vec{r}' \left(C_{\beta_s^m}^{\mu^m}(\vec{r}, \vec{r}') \beta_s^m(\vec{r}', t) + C_{\beta_k^m}^{\mu^m}(\vec{r}, \vec{r}') \beta_k^m(\vec{r}', t) + \right. \\ \qquad \qquad \qquad \left. + C_{H_m}^{\mu^m}(\vec{r}, \vec{r}') \delta\langle H_m(\vec{r}') \rangle_t \right) \\ \beta^p(\vec{r}, t) = \int d\vec{r}' C_{H_p}^{\beta^p}(\vec{r}, \vec{r}') \delta\langle H_p(\vec{r}') \rangle_t \end{array} \right. \quad (2.22)$$

Уравнения из (2.21) и (2.22) содержат линейные связи между химическими потенциалами, температурами и средними энергиями, которые будут полезны при упрощении финальных результатов, и вычислении дополнительных величин.

Систему дифференциальных уравнений, описывающих динамику спина в системе найдем, усреднив операторы электронного \dot{S}_z и плотности магنونного $\dot{S}_z(\vec{r})$ спиновых токов, вместе с энергией фононов. В операторном виде уравнения имеют вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{S}_z(\vec{r}) = -\vec{\nabla} \vec{I}_{S_z}(\vec{r}) + \dot{S}_{z,ms}(\vec{r}) + \dot{S}_{z,mp}(\vec{r}) \\ \dot{s}_z = -\dot{S}_{z,ms} \\ H_p(\vec{r}) = -\vec{\nabla} \vec{I}_{H_p}(\vec{r}) + \dot{H}_{p,mp}(\vec{r}) \end{array} \right. \quad (2.23)$$

А при усреднении по НСО (1.25) дают систему линейных дифференциальных уравнений для средних электронного и плотности магنونного спиновых токов:

$$\left\{ \begin{array}{l}
\frac{d}{dt} \langle S_z(\vec{r}) \rangle_t = \int d\vec{r}' \int_{-\infty}^0 dt' e^{\varepsilon t'} \cdot \\
\cdot \left(-\vec{D}^{m,m}(\vec{r}, \vec{r}', t') \vec{\nabla} \left(\beta_s^m(\vec{r}', t+t') + \mu^m(\vec{r}', t+t') \frac{\beta}{\hbar\omega_m} \right) - \right. \\
-\vec{D}^{m,mm}(\vec{r}, \vec{r}', t') \vec{\nabla} \beta_k^m(\vec{r}', t+t') + \\
\left. + L_{me}^{m,m}(\vec{r}, \vec{r}', t') \left(\delta\beta_{ss}^{me}(\vec{r}', t+t') + \frac{\beta}{\hbar\omega_m} (\mu_s(t+t') + \mu^m(\vec{r}', t+t')) \right) \right) + \\
+ L_{me}^{m,mm}(\vec{r}, \vec{r}', t') \delta\beta_{kk}^{me}(\vec{r}', t+t') + L_{mp}^{m,mm}(\vec{r}, \vec{r}', t') \delta\beta_k^{mp}(\vec{r}', t+t') \\
\frac{d}{dt} \langle s_z \rangle_t = - \int d\vec{r}' \int_{-\infty}^0 dt' e^{\varepsilon t'} \cdot \\
\cdot L_{me}^{m,m}(0, \vec{r}', t') \left(\delta\beta_{ss}^{me}(\vec{r}', t+t') + \frac{\beta}{\hbar\omega_m} (\mu_s(t+t') + \mu^m(\vec{r}', t+t')) \right) \\
\frac{d}{dt} \langle H_p(\vec{r}) \rangle_t = \int d\vec{r}' \int_{-\infty}^0 dt' e^{\varepsilon t'} \cdot \\
\cdot \left(-\vec{D}^{p,p}(\vec{r}, \vec{r}', t') \vec{\nabla} \beta^p(\vec{r}', t+t') + L_{mp}^{p,mm}(\vec{r}, \vec{r}', t') \delta\beta_k^{mp}(\vec{r}', t+t') \right)
\end{array} \right. \quad (2.24)$$

Здесь $\vec{D}^{\alpha,\beta}(\vec{r}, \vec{r}', t')$ и $L_{\gamma}^{\alpha,\beta}(\vec{r}, \vec{r}', t')$ - тензоры диффузии и релаксации соответственно:

$$\begin{aligned}
\vec{D}^{\alpha,\beta}(\vec{r}, \vec{r}', t') &= \frac{1}{\omega_m} \left(\vec{\nabla} \vec{I}_{H_\alpha}(\vec{r}), \vec{I}_{H_\beta}(\vec{r}', t') \right), \\
L_{\gamma}^{\alpha,\beta}(\vec{r}, \vec{r}', t') &= \frac{1}{\omega_m} \left(\dot{H}_{\alpha,\gamma}(\vec{r}), \dot{H}_{\beta,\gamma}(\vec{r}', t') \right).
\end{aligned}$$

Выше было использовано равенство:

$$\int d\vec{r}' L_{mm}^{\alpha,\beta}(\vec{r}, \vec{r}', t') \beta_i^m(\vec{r}', t+t') = - \int d\vec{r}' \vec{D}^{\alpha,\beta}(\vec{r}, \vec{r}', t') \vec{\nabla} \beta_i^m(\vec{r}', t+t'), \quad (2.25)$$

показывающее, как можно явным образом выделить градиент температуры, играющий роль термической силы, влияющей на потоки.

Система уравнений (2.24) учитывает пространственную неоднородность температурных полей, химического потенциала, и решает задачу описания поведения спиновых токов в моделях, состоящих из непроводящего ферромагнетика и дополнительной подсистемы, служащей в качестве источника/абсорбента магнонов (это может быть любая среда с плотностью момента, отличной по тем или иным причинам от соответствующей плотности в ферромагнетике близ контакта).

Проанализируем уравнения (2.24). Важной особенностью выражения для скорости изменения плотности спина в подсистеме ферромагнитного изолятора $\langle S_z(\vec{r}) \rangle_t$ является наличие в нем слагаемых, описывающих диффузионные потоки. Они могут быть вызваны как градиентом химического потенциала $\vec{\nabla} \mu^m(\vec{r}', t + t')$, так и неоднородностями в кинетической $\vec{\nabla} \beta_k^m(\vec{r}', t + t')$ или спиновой $\vec{\nabla} \beta_s^m(\vec{r}', t + t')$ температурах магнонов. Величины и знаки этих зависимостей определяются тензорами диффузии $\vec{D}^{\alpha, \beta}(\vec{r}, \vec{r}', t')$, в случае стационарных потоков равными $-q^2 D$, где q и D - средний импульс и константа диффузии соответственно.

Процессы рождения и уничтожения магнонов в этом уравнении учитываются слагаемым, пропорциональным как тензору $L_{me}^{m,m}(0, \vec{r}', t')$, зависимому от гамильтониана s - d взаимодействия электронов проводимости с локализованными моментами на интерфейсе, так и разности спиновых температур электронной и магнонной (значения температуры вблизи интерфейса) подсистем $\delta \beta_{ss}^{me}(\vec{r}', t + t')$. Это говорит о возможности путем спинового нагрева одной из них получать перетекание момента в соседнюю. Отметим разделение влияний на плотность спина кинетической подсистемы электронов $L_{me}^{m,mm}(\vec{r}, \vec{r}', t')$ и спиновой $L_{me}^{m,m}(\vec{r}, \vec{r}', t')$. Здесь первое важно исключительно для рассмотрения диффузионных токов и не оказывает влияния на момент ферромагнетика как целого. Так же зависит оно от разности кинетических температур $\delta \beta_{kk}^{me}(\vec{r}', t + t')$.

Далее, спиновая аккумуляция (неравновесность по спину) электронной подсистемы $\mu_s(t + t')$ в сумме с химическим потенциалом магнонов вблизи интерфейса $\mu^m(\vec{r}', t + t')$ тоже влияют на величину и направление потока момента. Все это составляет основу эффектов спинового пампинга и спин-торк эффекта.

В роли последнего фактора, влияющего на магнонный ток, как протекающий в ферромагнетике (суть кинетическую, диффузионную, его составляю-

щую) выступают фононы. Величина их воздействия может быть найдена из $L_{mp}^{m,mm}(\vec{r}, \vec{r}', t')$ и снова связана с разницей кинетических температур магнонной и фононной подсистем $\delta\beta_k^{mp}(\vec{r}', t + t')$. Такая связь делает фононы одной из возможных причин различного рода эффектов магнонного увлечения, один из которых будет рассмотрен в главе 4 данной работы.

Скорость изменения полного момента электронов проводимости, служащих для ферромагнетика источником/абсорбентом магнонов, описывается тем же слагаемым, что и для магнонов, но с обратным знаком. В рассматриваемой модели этот тип электронного спинового тока единственный.

В качестве возможных «негативных» эффектов влияния интерфейса на величину спинового тока через него можно привести переизбыток магнонов (или резкий температурный пик) около перехода металл|ферромагнетик, что может сильно снизить величину перетекающего момента (подобная проблема уже рассматривалась в статьях [140] и получила название «проблемы несоответствия»). С другой стороны, эта же «перенасыщенность» (разогретость) может давать кажущееся высоким «спиновое напряжение» в устройствах типа спиновых батарей при фактическом отсутствии достаточного количества момента вдали от краев.

Как показано в работе [141], система типа (2.24) может быть переписана в форме уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта, а значит полученные здесь выражения являются микроскопической основой феноменологических констант релаксации в нем.

2.6 Случай однородного в пространстве распределения магнонов

Являясь полной, включая локальные значения величин и зацепляющиеся кинетическую со спиновой характеристики, система (2.24) сложна для решения, поэтому рассмотрим однородный в пространстве случай. При этом примем, что, во-первых, магноны обладают низкими энергиями и практически равновесны, а значит, как показывает эксперимент, обладают нулевым химическим потенциалом. Во-вторых, электроны рассеиваются на интерфейсе без изменения кинетической энергии. В этих приближениях система (2.20) принимает вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} 0 = -(N, \Delta H_s) \beta_s^e(t) - (N, \Delta H_k) \beta_k^e(t) + (N, \Delta N^\alpha) \beta \mu^\alpha(t) \\ 0 = -(H_k, \Delta H_s) \beta_s^e(t) - (H_k, \Delta H_k) \beta_k^e(t) + (H_k, \Delta N^\alpha) \beta \mu^\alpha(t) \\ \delta \langle H_s \rangle_t = -(H_s, \Delta H_s) \beta_s^e(t) - (H_s, \Delta H_k) \beta_k^e(t) + (H_s, \Delta N^\alpha) \beta \mu^\alpha(t) \\ \delta \langle H_m \rangle_t = -(H_m, \Delta H_m) \beta_s^m(t) - (H_m, \Delta H_{mm}) \beta_k^m(t) \\ \delta \langle H_{mm} \rangle_t = -(H_{mm}, \Delta H_m) \beta_s^m(t) - (H_{mm}, \Delta H_{mm}) \beta_k^m(t) \\ \delta \langle H_p \rangle_t = -(H_p, \Delta H_p) \beta^p(t) \end{array} \right. \quad (2.26)$$

Из первых трех уравнений следует:

$$\begin{aligned} \beta_k^e(t) &= C_{\beta_s^e}^{\beta_k^e} \beta_s^e(t) + C_{\beta \mu_s}^{\beta_k^e} \beta \mu_s(t), \\ \delta \langle H_s \rangle_t &= C_{\beta_s^e}^{H_s} \beta_s^e(t) + C_{\beta \mu_s}^{H_s} \beta \mu_s(t), \end{aligned} \quad (2.27)$$

$$\begin{aligned} C_{\beta_s^e}^{\beta_k^e} &= \frac{(H_k, \Delta N) (N, \Delta H_s) - (H_k, \Delta H_s) (N, \Delta N)}{(H_k, \Delta H_k) (N, \Delta N) - (H_k, \Delta N) (N, \Delta H_k)}, \\ C_{\beta \mu_s}^{\beta_k^e} &= \frac{(H_k, \Delta N^\uparrow) (N, \Delta N) - (H_k, \Delta N) (N, \Delta N^\uparrow)}{(H_k, \Delta H_k) (N, \Delta N) - (H_k, \Delta N) (N, \Delta H_k)}, \\ C_{\beta_s^e}^{H_s} &= \frac{(H_s, \Delta N) (N, \Delta H_s) - (H_s, \Delta H_s) (N, \Delta N)}{(N, \Delta N)} + \\ &+ \frac{(H_s, \Delta N) (N, \Delta H_k) - (H_s, \Delta H_k) (N, \Delta N)}{(N, \Delta N)} C_{\beta_s^e}^{\beta_k^e}, \\ C_{\beta \mu_s}^{H_s} &= \frac{(H_s, \Delta N^\uparrow) (N, \Delta N) - (H_s, \Delta N) (N, \Delta N^\uparrow)}{(N, \Delta N)} + \\ &+ \frac{(H_s, \Delta N) (N, \Delta H_k) - (H_s, \Delta H_k) (N, \Delta N)}{(N, \Delta N)} C_{\beta \mu_s}^{\beta_k^e}. \end{aligned}$$

То есть кинетическая температура электронов $\beta_k^e(t)$ и их средняя зеемановская энергия $\delta\langle H_s \rangle_t$ являются линейными комбинациями спиновой $\beta_s^e(t)$ и $\beta\mu_s(t)$.

Уравнения для магнов из (2.26) сделаем независимыми друг от друга, основываясь на следующих рассуждениях. Гамильтониан H_{mm} включает малый в сравнении с энергией зеемана магнона обменный параметр, что дает для корреляционных функций:

$$(H_m, \Delta H_m) \gg (H_{mm}, \Delta H_m) \gg (H_{mm}, \Delta H_{mm}). \quad (2.28)$$

Поэтому оставляя лишь нулевой порядок по H_{mm} получаем для магнонной и фононной подсистем:

$$\begin{aligned} \delta\langle H_m \rangle_t &= C_{\beta_s^m}^{H_m} \beta_s^m(t), \\ \delta\langle H_p \rangle_t &= C_{\beta^p}^{H_p} \beta^p(t), \end{aligned} \quad (2.29)$$

$$\begin{aligned} C_{\beta_s^m}^{H_m} &= -(H_m, \Delta H_m), \\ C_{\beta^p}^{H_p} &= -(H_p, \Delta H_p). \end{aligned}$$

Таким образом, удастся сделать спиновую и кинетическую подсистемы независимыми друг от друга.

Далее, запишем преобразованную в настоящих приближениях систему уравнений (2.24) для потоков:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{d}{dt} \langle S_z \rangle_t &= M_{me}^{m,m}(t) \\ \frac{d}{dt} \langle s_z \rangle_t &= -M_{me}^{m,m}(t) \\ \frac{d}{dt} \langle H_k \rangle_t &= -F_{me}^{mm,mm}(t) - F_{me}^{mm,m}(t) = 0 \\ \frac{d}{dt} \langle H_{mm} \rangle_t &= F_{mp}^{mm,mm}(t) \\ \frac{d}{dt} \langle H_p \rangle_t &= -F_{mp}^{mm,mm}(t) \end{aligned} \right. \quad (2.30)$$

где:

$$\begin{aligned}
M_{me}^{m,m}(t) &= \int_{-\infty}^0 dt' e^{\varepsilon t'} L_{me}^{m,m}(t') \left(\delta\beta_{ss}^{me}(t+t') + \frac{\beta}{\hbar\omega_m} (\mu_s(t+t')) \right), \\
F_{me}^{mm,mm}(t) &= \int_{-\infty}^0 dt' e^{\varepsilon t'} L_{me}^{mm,mm}(t') \delta\beta_{kk}^{me}(t+t'), \\
F_{me}^{mm,m}(t) &= \int_{-\infty}^0 dt' e^{\varepsilon t'} L_{me}^{mm,m}(t') \left(\delta\beta_{ss}^{me}(t+t') + \frac{\beta}{\hbar\omega_m} (\mu_s(t+t')) \right), \\
F_{mp}^{mm,mm}(t) &= \int_{-\infty}^0 dt' e^{\varepsilon t'} L_{mp}^{mm,mm}(t') \delta\beta_k^{mp}(t+t').
\end{aligned}$$

Из уравнений (2.30) видно, что рассматриваемый в этом параграфе случай характеризуется расцепленными кинетической и спиновой подсистемами. При этом, кинетическая энергия магнонов может меняться лишь за счет фононной.

Полагая температуры и химические потенциалы медленно меняющимися во времени, используя (2.29), можно переписать систему (2.30) в виде:

$$\left\{ \begin{aligned}
\frac{d}{dt} \delta\langle S_z \rangle_t &= \omega_{me;m}^{m,m} \delta\langle S_z \rangle_t - \omega_{me;e}^{m,m} \delta\langle s_z \rangle_t \\
\frac{d}{dt} \delta\langle s_z \rangle_t &= -\omega_{me;m}^{m,m} \delta\langle S_z \rangle_t + \omega_{me;e}^{m,m} \delta\langle s_z \rangle_t \\
\frac{d}{dt} \delta\langle H_{mm} \rangle_t &= \omega_{mp;m}^{mm,mm} \delta\langle H_{mm} \rangle_t - \omega_{mp;p}^{mm,mm} \delta\langle H_p \rangle_t \\
\frac{d}{dt} \delta\langle H_p \rangle_t &= -\omega_{mp;m}^{mm,mm} \delta\langle H_{mm} \rangle_t + \omega_{mp;p}^{mm,mm} \delta\langle H_p \rangle_t
\end{aligned} \right. \quad (2.31)$$

где:

$$\omega_{me;m}^{m,m} = \frac{1}{C_{\beta_s^m}^{H_m}} \int_{-\infty}^0 dt' e^{\varepsilon t'} L_{me}^{m,m}(t'),$$

$$\omega_{me;e}^{m,m} = \frac{1}{C_{\beta_s^e}^{H_s}} \int_{-\infty}^0 dt' e^{\varepsilon t'} L_{me}^{m,m}(t'),$$

$$\omega_{mp;m}^{mm,mm} = \frac{1}{C_{\beta_s^m}^{H_m}} \int_{-\infty}^0 dt' e^{\varepsilon t'} L_{mp}^{mm,mm}(t'),$$

$$\omega_{mp;p}^{mm,mm} = \frac{1}{C_{\beta^p}^{H_p}} \int_{-\infty}^0 dt' e^{\varepsilon t'} L_{mp}^{mm,mm}(t').$$

Здесь были введены обратные времена (частоты) релаксации $1/\tau_{m;n}^{i,j} = \omega_{m;n}^{i,j}$. Система (2.31) описывает динамику спина в системе, состоящей из однородных электронной, маглонной и фононной подсистем.

2.7 Выводы к главе

Методом квантовой неравновесной статистической физики НСО исследован спиновый транспорт в гибридных наноструктурах: нормальный металл/ферромагнитный изолятор. В приближении эффективных параметров, в котором каждая из рассматриваемых подсистем (электроны проводимости, магнаны, фононы) характеризуется своей эффективной температурой, развита линейная микроскопическая теория термо-спиновых эффектов.

Построены и проанализированы макроскопические уравнения баланса для электронной, магнонной и фононной подсистем. Анализ показал, что величина и направление спинового тока через интерфейс между металлической и ферромагнитной подсистемами зависят от разности температур подсистем, спиновой аккумуляции в металле и величины химического потенциала магнонов вблизи интерфейса, будучи пропорциональными тензору релаксации, включающему гамильтониан $s-d$ взаимодействия. На протекание спин-волнового тока в ферромагнетике влияют как градиенты температур и химического потенциала магнонов, так и разность температур магнонной и фононной подсистем.

Выражения для кинетических коэффициентов этих уравнений найдены в форме квантовых корреляционных функций. Таким образом, единым методом описаны: спиновая диффузия, спиновый пампинг, спиновый торк-эффект и спиновый эффект Зеебека.

Исследован однородный в пространстве случай. Для него получены общие выражения обратных времен (частот) релаксации среднего значения спина в каждой подсистеме, отражающие вклады каждого взаимодействия в общую релаксацию момента.

3 Динамическая генерация спин-волнового тока внешними полями

Реализация спинового эффекта Зеебека (СЭЗ) в непроводящем магнетике гибридной структуры металл /ферромагнитный диэлектрик требует создания магнетонной аккумуляции в магнетике. В экспериментах по исследованию СЭЗ неравновесное распределение магнетонов создается вследствие неупругого рассеяния спин-поляризованных электронов на локализованных моментах, расположенных на интерфейсе, и сопровождается рождением (или аннигиляцией) магнетонов. Поляризация электронов в немагнитном материале чаще всего достигается вследствие спинового эффекта Холла, эффективность которого зависит от величины спин-орбитального взаимодействия (СОВ) в системе электронов проводимости.

Среди методов реализации спиновой аккумуляции близ интерфейса, усиливающих сигнал СЭЗ, представляет интерес рассмотреть и резонансные. Заметим, что в аналогичных гибридных структурах был реализован эффект электронной спиновой накачки - создание электронного спинового тока посредством возмущения магнетонной подсистемы переменным магнетонным полем в условиях ферромагнитного резонанса, основанный на процессах аннигиляции магнетонов близ интерфейса с переворотом электронных спинов.

Для случая же СЭЗ, требуется обратное воздействие - передача углового момента от электронной системы в систему локализованных магнетонных моментов. Реализацию данного «резонансного» сценария позволяет спин-орбитальное взаимодействие.

Связывая кинетическую (трансляционную) и спиновую подсистемы электронов проводимости, СОВ можно рассматривать как канал, который позволяет воздействовать на одну из подсистем, через другую (например, на спиновую подсистему электронов проводимости через кинетическую и наоборот). Такое «зацепление» трансляционного и спинового движений делает невозможным разделение квантовых переходов на чисто конфигурационные (орбитальные) и чисто спиновые. Можно говорить лишь о преимущественно конфигурационных и преимущественно спиновых переходах. Становится также возможным возбуждение спиновых переходов электрической компонентой электромагнитного поля, а орбитальных переходов - магнетонной компонентой. СОВ приводит к

возможности резонансных переходов электронов на частотах, представляющих собой линейные комбинации циклотронной и зеемановской частот, причем такого рода переходы возможны как в пучности электрического, так и магнитного полей. Резонанс такого типа известен, как комбинированный резонанс Рашбы (КРР) и наблюдался в ряде соединений. Существенно, что мощность, поглощаемая электронами при насыщении КРР в пучности электрического поля, на несколько порядков больше мощности поглощаемой при насыщении парамагнитного резонанса.

Среди других возможных возмущений, приводящих к резонансному воздействию, имеется и взаимодействие электронов проводимости с полем звуковой волны. Можно сказать, что основу механизмов, ответственных за спиновое поглощение ультразвука свободными электронами кристаллов составляют: модуляция звуком диполь-дипольных взаимодействий электронных спинов; взаимодействие электронного спина с переменным магнитным полем, сопровождающим звуковую волну; модуляция звуком взаимодействия спиновых и кинетических степеней свободы электронов проводимости в кристаллах без центра инверсии; модуляция звуком спин-орбитального взаимодействия электронов с решеткой. Перечисленные механизмы отличаются не только по интенсивности взаимодействия, но и по ширине линий и положению резонансных частот. В общем случае взаимодействие электронов проводимости со звуком имеет резонансный характер. Резонанс возникает как при совпадении частоты звука с частотой прецессии спина, так и на других частотах, представляющих собой линейные комбинации зеемановской и циклотронной частот. В отличие от парамагнитного резонанса, акустический спиновый резонанс может наблюдаться как в продольной, так и поперечной поляризации звуковой волны.

В данной главе изучается предложенный впервые метод динамической генерации спин-волнового тока, основанный на влиянии резонансного возбуждения электронов проводимости внешними полями в системе полупроводник/-магнитный диэлектрик на генерацию спин-волнового тока в непроводящем ферромагнетике (рисунок 3.1). Это может быть как электродипольный резонанс в пучности электрического поля, так и спиновый резонанс, обусловленный взаимодействием электронов проводимости с полем звуковой волны. Поскольку схемы вычисления в этих случаях идентичны, будем полагать, что берется полупроводник с достаточно сильной спин-орбитальной связью, в котором реализован

электродипольный резонанс, а спиновая релаксация электронов обусловлена обменным взаимодействием их с локализованными спинами расположенными на интерфейсе. В качестве дополнительного механизма рассеяния магнонов рассмотрим магнон-фононное взаимодействие.

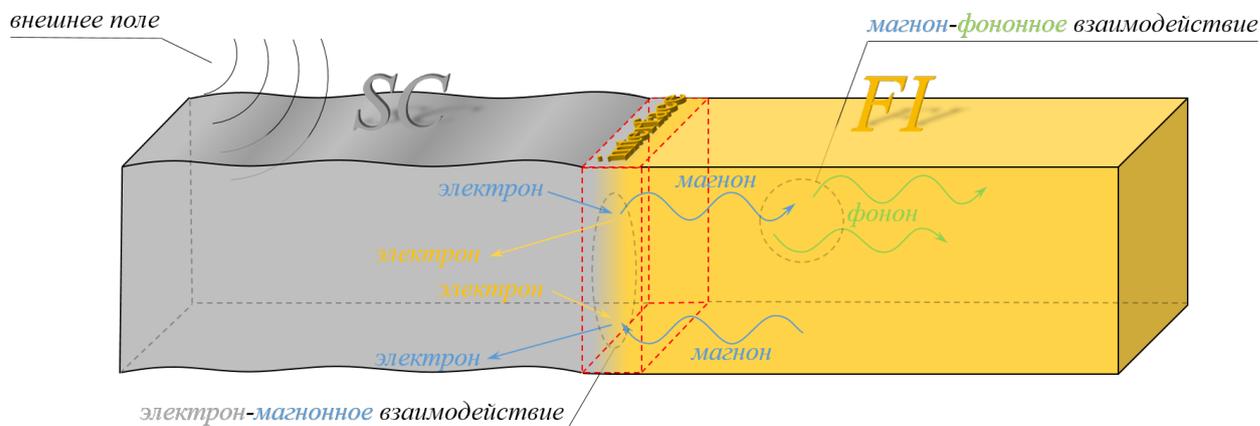


Рисунок 3.1 — Геометрия модели полупроводник/ферромагнитный диэлектрик во внешнем поле, действующим лишь на электроны проводимости.

Представленные в данной главе результаты были опубликованы в работах:

A2. – *Lyapilin, I. I.* Resonant Excitation of the Spin-Wave Current in Hybrid Nanostructures / I. I. Lyapilin, M.S. Okorokov, N.G. Bebenin // *Applied Magnetic Resonance*. – 2016. – V. 47. – P. 1179–1191.

A3. – *Ляпилин, И. И.* Динамическая генерация спин-волнового тока в гибридных структурах / И. И. Ляпилин, М.С. Окорокров // *Физика и техника полупроводников*. – 2016. – Т. 50. – С. 1537–1543.

– *Lyapilin, I. I.* Dynamic generation of spin-wave currents in hybrid structures / I. I. Lyapilin, M.S. Okorokov // *Semiconductors*. – 2016. – V. 50. – P. 1515–1520.

A4. – *Lyapilin, I. I.* Resonance excitation of the spin-wave current in hybrid structures / I. I. Lyapilin, M.S. Okorokov, N.G. Bebenin // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2017. – V. 440. – P. 87-88.

A5. – *Okorokov, M. S.* Dynamic spin-current generation in hybrid structures by sound wave / M. S. Okorokov, I. I. Lyapilin, V. V. Ustinov // *Low Temperature Physics*. – 2017. – V. 43. – P. 442–448.

– *Okorokov, M. S.* Dynamic spin-current generation in hybrid structures by sound wave / M. S. Okorokov, I. I. Lyapilin, V. V. Ustinov // *Физика низких температур*. – 2017. – V. 43. – P. 552–559.

3.1 Комбинированный резонанс Рашбы

Если пренебречь спин-орбитальным взаимодействием, то движение электрона по конфигурационным степеням свободы, с одной стороны, и движение по спиновым степеням свободы, с другой, происходят независимо. Рассмотрим их последовательно [142].

Для зонного электрона (дырки) с изотропным квадратичным законом дисперсии, находящегося в постоянном однородном магнитном поле H , классической картиной конфигурационного движения является вращение по спирали с осью, параллельной H , и частотой обращения:

$$\omega_c = \frac{eH}{mc}, \quad (3.1)$$

где m — эффективная масса. При квантовом описании возникает хорошо известная картина квантования по Ландау с энергетическим расстоянием между соседними орбитами, равным $\hbar\omega_c$.

При наложении внешнего высокочастотного поля на электрон действует сила Лоренца, приводящая к переходам между стационарными состояниями. В электродипольном приближении, которое является практически абсолютно достаточным, взаимодействие носителя тока с электромагнитным полем является чисто электрическим; оно возбуждает квантовые переходы между соседними уровнями Ландау ($\Delta n = 1$), соответствующие обычному циклотронному резонансу (ЦР) на частоте ω_c .

При сложном законе дисперсии носителей тока картина ЦР значительно усложняется. Циклотронная частота ω_c становится функцией величины и ориентации магнитного поля H и номера циклотронной орбиты; оказываются возможными переходы с $\Delta n > 1$. Однако основные признаки ЦР — электрический характер возбуждения и неизменность спинового состояния — сохраняют силу.

Двум ориентациям спина электрона (дырки) в поле H соответствуют два спиновых уровня. Переходы между ними — парамагнитный резонанс (ПР) — воз-

буждаются магнитной компонентой высокочастотного поля и идут на частоте:

$$\omega_s = \frac{g_0 \mu_B H}{\hbar}. \quad (3.2)$$

Здесь μ_B - магнетон Бора, а $g_0 \approx 2$ - g -фактор свободного электрона.

Циклотронный резонанс сильнее парамагнитного ориентировочно на десять порядков. Однако эта простая и прозрачная картина резко усложняется при учете спин-орбитального взаимодействия. Прежде всего, оно приводит к изменению численных значений параметров зонной структуры, в первую очередь фактора спектроскопического расщепления. В этих условиях зонный носитель тока является квазичастицей, которая обладает эффективным спиновым магнитным моментом, содержащим в себе наряду с чисто спиновой и орбитальную часть, которая часто является доминирующей; в дальнейшем спин носителя мы будем понимать в подобном обобщенном смысле. Отличие g -фактора от g_0 наиболее значительно в кристаллах, состоящих из средних и тяжелых элементов. Например, в InSb g -фактор зонных электронов в 25 раз превышает значение для свободных электронов и имеет обратный знак. Кроме того, g -фактор из скаляра обычно становится тензором, симметрия которого определяется групповыми свойствами.

Несмотря на всю существенность этой перенормировки параметров, наиболее радикальное изменение все же претерпевает динамика квазичастиц. А именно, исчезает автономность конфигурационного и спинового движений и возникает «зацепление» между ними. Необходимо сразу же подчеркнуть, что сильное электростатическое поле атомных остовов, в котором движется в кристалле зонный электрон, приводит к тому, что для зонных электронов спин-орбитальные эффекты оказываются на много порядков большими, чем для свободных электронов. Зацепление конфигурационного и спинового движений делает невозможным разделение квантовых переходов на чисто конфигурационные и чисто спиновые; можно говорить лишь о преимущественно конфигурационных и преимущественно спиновых переходах. Но это существенно изменяет условия возбуждения различных переходов. А именно, становится возможным возбуждение спиновых переходов электрической компонентой электромагнитного поля, а орбитальных переходов - магнитной компонентой; этот эффект носит название комбинированного резонанса Рашбы (рисунок 3.2).

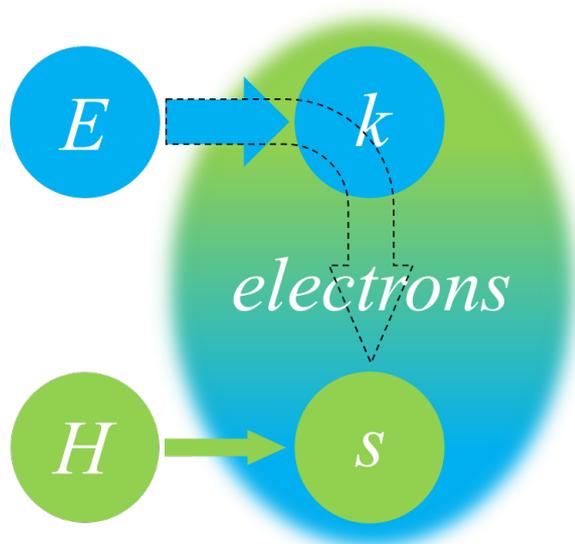


Рисунок 3.2 — Возбуждение спиновой подсистемы электронов электрическим (в условиях комбинированного резонанса Рабиби) и магнитным полями.

Электрон взаимодействует с электрической компонентой высокочастотного поля значительно сильнее, чем с магнитной; отражением этого и является отмечавшийся выше разрыв между интенсивностями циклотронного и парамагнитного резонансов. Поэтому из двух перечисленных возможностей в полупроводниках существенна только первая, однако она даже при относительно слабой спин-орбитальной связи может обеспечить преобладание электрического возбуждения спиновых переходов над магнитным.

3.2 Гамильтониан и оператор энтропии

Будем полагать, что рассматриваемая здесь система повторяет таковую из главы 2. Опишем ее гамильтонианом, включающим следующие слагаемые: кинетической H_k и Зеемановской H_s энергии электронов H_{el} , обменной H_{mm} и энергий взаимодействия с внешним полем H_m , со спинами электронов H_{ms} и с фононами H_{mp} для магнитной подсистемы H_{mag} и, наконец, для фононной H_p . Дополнительными членами будут энергии взаимодействия с внешним электрическим полем:

$$H_{ef}(t) = e\vec{E}(t) \sum_j \vec{r}_j, \quad (3.3)$$

и спин-орбитального:

$$\begin{aligned} H_{ks}(\vec{p}) &= \sum_j f(\vec{p}_j) \vec{S}_j = \\ &= \sum_{j; \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_s; \beta=x, y, z} (f_1 p_j^{\alpha_1} + f_2 p_j^{\alpha_1} p_j^{\alpha_2} + \dots + f_s p_j^{\alpha_1} p_j^{\alpha_2} \dots p_j^{\alpha_s}) S_j^\beta, \end{aligned} \quad (3.4)$$

наличие которого, позволяет учесть взаимодействия с разного типа внешними полями, включая электромагнитные и звуковые. Здесь f_i - константы, зависящие от величины спин-орбитального взаимодействия, а $f(\vec{p}_j)$ - псевдовектор, компоненты которого представляют ряды порядка s от компонент кинетического импульса \vec{p}_j .

Для наших целей достаточно взять линейную по импульсу форму (3.4) [142]:

$$\begin{aligned} H_{ks} &= \frac{i\alpha}{2} \sum_j (S_j^+ p_j^- - S_j^- p_j^+), \\ S_j^\pm &= S_j^x \pm iS_j^y, \quad p_j^\pm = p_j^x \pm ip_j^y. \end{aligned} \quad (3.5)$$

Здесь α - константа, размерности скорости, определяющая спин-орбитальное расхождение зон.

Теоретическое описание КРР основано на малости взаимодействия H_{ks} [119;142], что позволяет построить «новый» эффективный гамильтониан путем канонического преобразования исходного. Результат преобразования – устранение взаимодействия спиновых и кинетических степеней свободы электронов в линейном приближении по H_{ks} . При этом перенормируется и взаимодействие электронной системы с электромагнитным полем, определяющим резонансное поглощение энергии. Будем полагать, что каноническое преобразование гамильтониана выполнено и перенормированное взаимодействие с переменным электрическим полем $\vec{E}(t)$ имеет вид [120]:

$$\bar{H}_{ef}(t) = \frac{1}{i\hbar} \left[e\vec{E}(t) \sum_j \vec{r}_j, T \right] = -\frac{1}{i\hbar} \frac{e\alpha}{2(\omega_0 - \omega_s)} \sum_j (S_j^+ E^-(t) + S_j^- E^+(t)), \quad (3.6)$$

$$T = -\frac{1}{i\hbar} \lim_{\varepsilon \rightarrow +0} \int_{-\infty}^0 dt e^{\varepsilon t} e^{-\frac{1}{i\hbar} H_0 t} H_{ks} e^{\frac{1}{i\hbar} H_0 t} = \frac{i\alpha}{2\hbar(\omega_0 - \omega_s)} \sum_j (S_j^+ p_j^- + S_j^- p_j^+),$$

$$E^\pm(t) = E^x(t) \pm iE^y(t).$$

Здесь ω_s и ω_0 - Зеемановская и циклотронная частоты.

Интересуясь эволюцией только спиновой подсистемы, запишем оператор энтропии $S(t)$ (и равновесной энтропии S_0) в виде:

$$\begin{aligned} S(t) = & \Phi(t) + \beta_s^e (H_s + H_{me} - \mu N) + \\ & + \int_{\vec{r} \in FI} d\vec{r} (\beta_s^m(\vec{r}, t) (H_m(\vec{r}) + H_{mm}(\vec{r}) + H_{me}(\vec{r}) + H_{mp}(\vec{r})) + \\ & + \beta_p(\vec{r}, t) (H_p(\vec{r}) + H_{mp}(\vec{r}))), \end{aligned} \quad (3.7)$$

$$S_0 = \Phi_0 + \beta (H_s - \mu N + H_m + H_{mm} + H_{me} + H_{mp} + H_p).$$

Находя уравнения движения для базисных операторов, входящих в оператор энтропии, запишем оператор производства энтропии в виде [141]:

$$\begin{aligned}
\dot{S}(t) &= \left(\frac{\partial}{\partial t} + iL \right) S(t) + \frac{1}{i\hbar} [S_0, \bar{H}_{ef}(t)] = \beta \dot{H}_{s,ef}(t) + \\
&+ \int d\vec{r} \left(-\vec{\nabla} \vec{I}_{H_m}(\vec{r}) \beta_s^m(\vec{r}, t) + \dot{H}_{m,me}(\vec{r}) \left(\delta \beta_{ss}^{me}(\vec{r}, t) + \frac{\mu_s(t)}{\hbar \omega_m} \right) - \right. \\
&\left. -\vec{\nabla} \vec{I}_{H_p}(\vec{r}) \beta^p(\vec{r}, t) + \dot{H}_{m,mp}(\vec{r}) \delta \beta_s^{mp}(\vec{r}, t) \right). \tag{3.8}
\end{aligned}$$

На основе (3.8) можно построить НСО (1.19) и проводить усреднения интересных нас величин.

3.3 Связь микроскопического и макроскопического описания, уравнения динамики спина

Найдем связи между микроскопическими и соответствующими им макроскопическими величинами. Для этого усредним по квазиравновесной части НСО следующие операторы:

$$\begin{cases} \langle N \rangle_t = \langle N \rangle_0 - (N, \Delta H_s) \beta_s^e(t) + (N, \Delta N) \beta_\mu(t) \\ \langle H_s \rangle_t = \langle H_s \rangle_0 - (H_s, \Delta H_s) \beta_s^e(t) + (H_s, \Delta N) \beta_\mu(t) \\ \langle H_m(\vec{r}) \rangle_t = \langle H_m(\vec{r}) \rangle_0 - \int d\vec{r}' (H_m(\vec{r}), \Delta H_m(\vec{r}')) \beta_s^m(\vec{r}', t) \end{cases} \quad (3.9)$$

Откуда с учетом сохранения среднего числа электронов $\langle N \rangle_t = \langle N \rangle_0$ получаем:

$$\begin{cases} \beta_\mu(t) = \frac{(N, \Delta H_s)}{(N, \Delta N)} \beta_s^e(t) \\ \delta \langle H_s \rangle_t = C_{\beta_s^e}^{H_s} \beta_s^e(t) \\ \delta \langle H_m(\vec{r}) \rangle_t = \int d\vec{r}' C_{\beta_s^m}^{H_m}(\vec{r}, \vec{r}') \beta_s^m(\vec{r}', t) \end{cases} \quad (3.10)$$

где:

$$\begin{aligned} C_{\beta_s^e}^{H_s} &= - (H_s, \Delta H_s) + \frac{(H_s, \Delta N) (N, \Delta H_s)}{(N, \Delta N)}, \\ C_{\beta_s^m}^{H_m}(\vec{r}, \vec{r}') &= - (H_m(\vec{r}), \Delta H_m(\vec{r}')), \\ C_{\beta_s^m}^{H_m} &= - (H_m, \Delta H_m). \end{aligned}$$

Уравнения (3.10) дают связи первого порядка между микроскопическим и макроскопическим описанием спинового тока в рассматриваемой модели.

Выведем далее уравнения динамики спина. Они потребуют усреднения операторов электронного \dot{s}_z и плотности магнонного $\dot{S}_z(\vec{r})$ спиновых токов. Соответствующие микроскопические уравнения имеют вид:

$$\begin{cases} \dot{s}_z = \dot{s}_{z,me} + \dot{s}_{z,ef} \\ \dot{S}_z(\vec{r}) = -\vec{\nabla} \vec{I}_{S_z}(\vec{r}) + \dot{S}_{z,me}(\vec{r}) + \dot{S}_{z,mp}(\vec{r}) \end{cases} \quad (3.11)$$

И дают при усреднении по НСО систему линейных дифференциальных уравнений для средних электронного и плотности магннного спиновых токов:

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} \langle s_z \rangle_t = -M_{me}(t) + Q(t) \\ \frac{d}{dt} \langle S_z(\vec{r}) \rangle_t = D(\vec{r}, t) + M_{me}(\vec{r}, t) + M_{mp}(\vec{r}, t) \end{cases} \quad (3.12)$$

где:

$$\begin{aligned} D(\vec{r}, t) &= - \int d\vec{r}' \int_{-\infty}^0 dt' e^{\varepsilon t'} \frac{1}{\omega_m} \left(\vec{\nabla} \vec{I}_{H_m}(\vec{r}), \vec{I}_{H_m}(\vec{r}', t') \right) \vec{\nabla} \beta_s^m(\vec{r}', t + t'), \\ M_{ij}(\vec{r}, t) &= \int d\vec{r}' \int_{-\infty}^0 dt' e^{\varepsilon t'} \frac{1}{\omega_m} \left(\dot{H}_{i,ij}(\vec{r}), \dot{H}_{j,ij}(\vec{r}', t') \right) \cdot \\ &\quad \cdot \left(\delta \beta_{ss}^{ij}(\vec{r}', t + t') + \frac{\mu_s(t + t')}{\hbar \omega_m} \right), \\ M_{me}(t) &= \int d\vec{r} M_{me}(\vec{r}, t), \\ Q(t) &= \int_{-\infty}^0 dt' e^{\varepsilon t'} \frac{1}{\omega_m} \left(\dot{H}_{s,ef}(t), \dot{H}_{s,ef}(t, t') \right) \beta_s^e(t + t'). \end{aligned}$$

Здесь, в уравнении для $Q(t)$ используется запись (t, t') , обозначающая явную зависимость оператора $\dot{H}_{s,ef}$ от первого аргумента t , а второй t' входит в корреляционную функцию через оператор эволюции.

Проанализируем уравнение для магннной плотности, включающее три слагаемых. Первое из них $D(\vec{r}, t)$ описывает диффузионные процессы и содержит зависимость от градиента спиновой температуры магнонов $\vec{\nabla} \beta_s^m(\vec{r}', t + t')$. Второе $M_{me}(\vec{r}, t)$ отвечает за процессы рождения и уничтожения магнонов на интерфейсе, то есть за «перекачку» момента между электронной и магннной подсистемами в зависимости от разности их спиновых температур $\delta \beta_{ss}^{me}(\vec{r}', t + t')$. Последнее слагаемое $M_{mp}(\vec{r}, t)$ связывает магноны с фононами и так же содержит разность соответствующих температур $\delta \beta_{ss}^{mp}(\vec{r}', t + t')$.

Уравнение для электронной подсистемы содержит два слагаемых. Первое $M_{me}(t)$ описывает как изменяется суммарный момент электронов из-за взаимо-

действия с магнонами, и напрямую зависит от разности температур этих подсистем $\delta\beta_{ss}^{me}(\vec{r}', t + t')$. Появление второго $Q(t)$ обусловлено влиянием внешних полей на электронную подсистему.

3.4 Однородный в пространстве случай

Рассмотрим частный случай (3.12), полагая магنونную подсистему однородной в пространстве. Будем рассматривать стационарный режим комбинированного резонанса, проведя усреднение по времени согласно правилу:

$$\overline{A(t)} = \lim_{\varepsilon \rightarrow +0} \varepsilon \int_{-\infty}^0 dt e^{\varepsilon t} A(t). \quad (3.13)$$

Эти условия дают:

$$\begin{cases} 0 = -L_{me}^{m,e} \delta\beta_{ss}^{me} + Q \\ 0 = L_{me}^{m,e} \delta\beta_{ss}^{me} + L_{mp}^{m,p} \delta\beta_s^{mp} \end{cases} \quad (3.14)$$

Откуда, пользуясь равенствами (3.10) можно получить выражение для среднего спина ферромагнетика в однородном и стационарном случае:

$$\begin{aligned} \langle S_z \rangle &= \frac{1}{\omega_m} C_\beta^{H_m} \beta_s^m = \frac{1}{\omega_m} C_\beta^{H_m} \left(\beta^p - \frac{Q}{L_{mp}^{m,p}} \right) \\ L_\gamma^{\alpha,\beta} &= \int_{-\infty}^0 dt' e^{\varepsilon t'} \left(\dot{H}_{\alpha,\gamma}, \dot{H}_{\beta,\gamma}(t') \right) \end{aligned} \quad (3.15)$$

Выражение для поглощенной электронами проводимости мощности внешнего электрического поля Q в случае малости обменного взаимодействия имеет вид [120]:

$$\begin{aligned} Q &\approx \frac{\langle s_z \rangle}{\hbar \omega_s \omega_m} \left(\frac{\omega_s e \alpha}{\omega_0 - \omega_s} \right)^2 \sum_{\omega} |E^-(\omega)|^2 \frac{\nu(\omega)}{(\omega - \omega_s)^2 + \nu^2(\omega)}, \\ \nu(\omega) &= (S^+, S^-)^{-1} \text{Re} \int_{-\infty}^0 dt e^{t(\varepsilon - i\omega)} \left(\dot{S}_{me}^+, \dot{S}_{me}^-(t) \right). \end{aligned} \quad (3.16)$$

Здесь ω_s определяет положение резонансной линии, а $\nu(\omega)$ - ее ширину.

Таким образом, пропорциональность среднего значения спина магнонов поглощенной полупроводником мощности внешних полей приводит к генерации момента в ферромагнетике резонансным образом.

3.5 Выводы к главе

Предложен и изучен метод резонансного возбуждения спин-волнового тока в диэлектрике структуры полупроводник/ферромагнитный изолятор электромагнитными и звуковыми полями, возбуждающими электроны проводимости.

Построены макроскопические уравнения, описывающие спин-волновой ток, обусловленный как резонансным возбуждением спиновой системы электронов проводимости, так и наличием неоднородного температурного поля в ферромагнетике, учитывающие как резонансно-диффузионный характер распространения магнонов, так и процессы их релаксации.

Показано, что спин-волновой ток, реализуемый в условиях резонансного возбуждения электронов проводимости, сам проявляет резонансный характер.

4 Влияние эффектов увлечения на процессы спинового переноса

Наличие градиентного температурного поля приводит к отклонению от равновесного состояния как подсистему локализованных спинов, так и фононную. Результатом термического возмущения является возникновение тепловых потоков различного сорта (квази) частиц и взаимодействия между ними. Если неравновесное состояние каждой из подсистем характеризовать своей эффективной температурой или дрейфовой скоростью, то различие в этих параметрах у подсистем (потоков) может приводить к реализации эффекта увлечения - передачи импульса от магнитной подсистемы в решетку и наоборот. Эффект электрон-фононного увлечения был открыт и исследован Гуревичем при изучении термоэлектрических эффектов в металлах. Он выражается в значительном усилении электронной проводимости при низких температурах, обусловленном фононным вкладом.

Проявлением эффекта магнон-фононного увлечения естественно было считать и немонотонную температурную зависимость спинового коэффициента Зеебека в $\text{LaY}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ при температурах порядка 50-100К. В этой феноменологической модели температурной зависимости учтено время жизни фонона, которое достигает максимума при низких температурах. Это приводит к пику теплопроводности для тех же температур, что и в спиновом эффекте Зеебека (СЭЗ). Основываясь на этом, было предложено наличие сильного взаимодействия между магнонами и фононами как ответственного за тепловой транспорт в системе. Последние исследования температурной зависимости термической проводимости сплошных кристаллов ЖИГ показывают, что фононный вклад в термальную проводимость достигает максимума при 15К, что все-таки на 50К ниже, чем наблюдаемый пик в СЭЗ.

Для объяснения проявления низкотемпературного пика в ряде работ были выдвинуты гипотезы о наличии двух групп магнонов: «термических», дающих основной вклад в рассеяние на коротких расстояниях из-за малости своей длины волны и сильного взаимодействия с решеткой, и «субтермальных», обладающих намного меньшей энергией, большими длинами волн, и демонстрирующих куда более длинные средние пути свободного пробега.

В данной главе рассматривается эффект увлечения магнонов ферромагнетика системы металл/ферромагнитный изолятор в модели трех потоков: «термических» (с энергиями порядка температуры решетки), «когерентных» (с энергией порядка энергии спиновой аккумуляции электронов проводимости) и фононов. Приводится обоснование разбиения магнонной подсистемы на две, разделенные энергетической щелью. В приближении эффективных параметров строится система макроскопических уравнений для плотностей средних значений импульса каждого потока и проводится ее анализ. Так же находятся связи средних значений импульса с дрейфовыми скоростями, позволяющие впоследствии изучить однородный в пространстве случай, взятый за основу для сравнения с теорией магнон-фононного увлечения. Выводятся явные выражения для средних значений импульса магнонов обеих подсистем, а так же полного импульса этой подсистемы. В конце изучается влияние взаимодействия трех потоков на формирование эффекта увлечения.

Представленные в данной главе результаты были опубликованы в работах:

A6. – *Lyapilin, I. I. The influence of “injected” and “thermal” magnons on a spin wave current and drag effect in hybrid structures / I. I. Lyapilin, M. S. Okorokov // EPJ Web of Conferences.* – 2018. – V. 185. – P. 1022–1025.

A7. – *Lyapilin, I. I. Effect of Magnon–Magnon Drag on Spin-Wave Current in Metal/Magnetic-Insulator Structures / I. I. Lyapilin, M. S. Okorokov // Fizika Metallov i Metallovedenie.* – 2018. – V. 119. – P. 1091–1095.

– *Lyapilin, I. I. Effect of Magnon–Magnon Drag on Spin-Wave Current in Metal/Magnetic-Insulator Structures / I. I. Lyapilin, M. S. Okorokov // Physics of Metals and Metallography.* – 2018. – V. 119. – P. 1031–1035.

4.1 Описание модели и используемые гамильтонианы

Рассматриваемая модель состоит из двух частей (рисунок 4.1): однородной в пространстве и содержащей свободные электроны (суть нормальный металл (NM)), а так же протяженной в пространстве и включающей локализованные магнитные моменты (магноны), равные постоянной Планка (в роли непроводящего ферромагнетика (FI)) вместе с фононами (колебаниями решетки).

ки). Поскольку нас будет интересовать эволюция связанной магнон-фононной системы, рассмотрим взаимодействия между электронами и магнонами (рассеяние на интерфейсе, уничтожение и рождение магнонов), магнонами и фононами (рассеяние на решетке) и, наконец, магнонами разных типов. (*NM*)

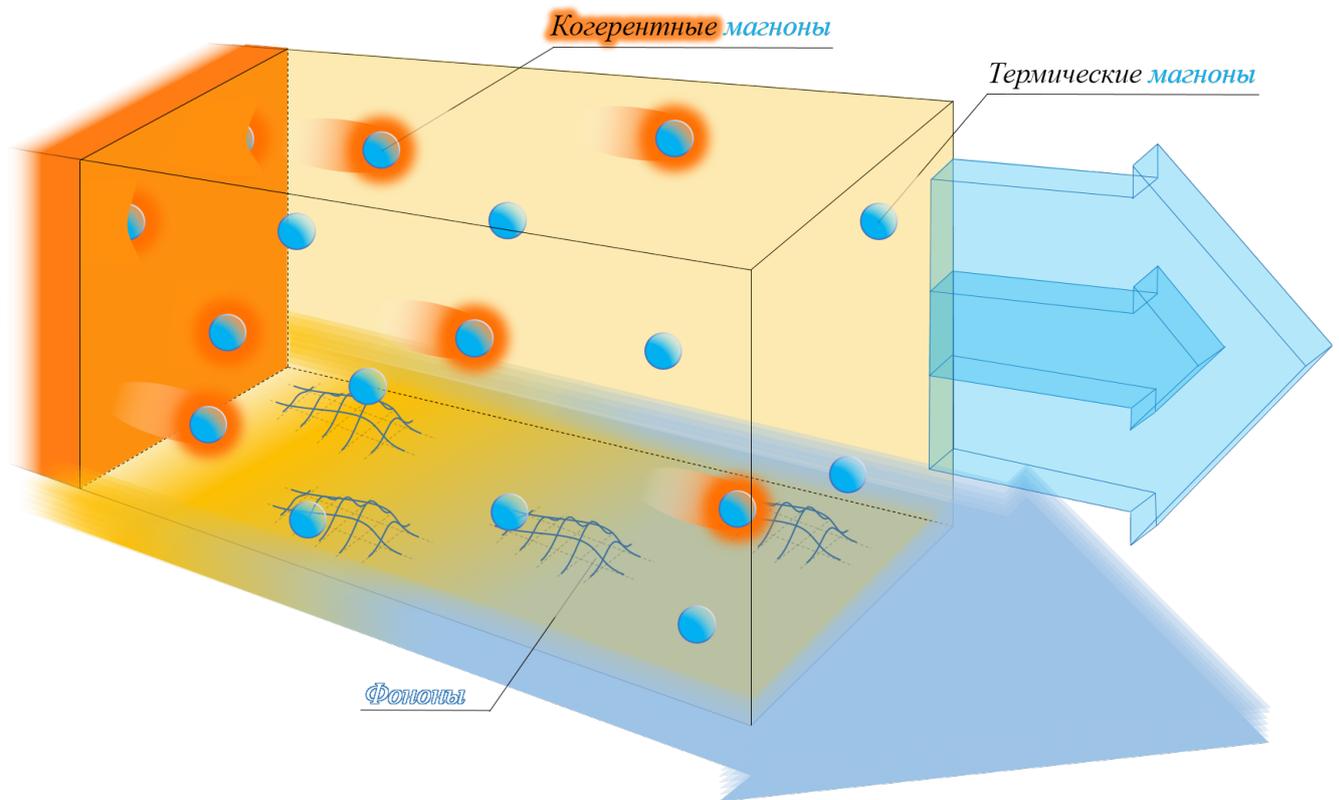


Рисунок 4.1 — Схематическое изображение структуры NM/FI для модели трех потоков

играет роль исключительно источника и абсорбента дополнительных магнонов для ферромагнетика, рождаемых и уничтожаемых на интерфейсе. Интересующие же нас эффекты увлечения будут рассмотрены в ферромагнитной части и связаны с распространяющимися в нем тремя потоками: («термических» и «когерентных») магнонов и фононов, и взаимодействиями между ними.

Гамильтониан рассматриваемой системы имеет вид:

$$H = H_{el} + H_{mag1} + H_{mag2} + H_p + H_{12} + H_{1mp} + H_{2mp} + H_{1me}, \quad (4.1)$$

$$H_{el} = H_k + H_s,$$

$$H_{mag1} = H_{1mm} + H_{1m},$$

$$H_{mag2} = H_{2mm} + H_{2m}.$$

Здесь H_k и H_s - гамильтонианы кинетической и Зеемановской энергии электронов, собственной энергии фононов H_p , для магнонов: собственной энергии (в наших приближениях она имеет форму кинетической) H_{imm} , Зеемановской H_{im} , взаимодействия магнонов обоих типов ($i = 1, 2$) с фононами H_{imp} и между собой H_{12} , а так же связь когерентных магнонов с электронами H_{1me} . Индексами «1» и «2» обозначена принадлежность магнонов соответственно подсистеме «когерентных» и «термических» магнонов.

Реализация СЭЗ требует наличия градиента температуры, поэтому будем полагать, что рассматриваемая система также находится в неоднородном температурном поле, наложенном только на (FI) подсистему, (NM) же просто получит свое среднее значение. Возможность задать различные значения температуры обусловлена приближением эффективных параметров, суть которого в том, что релаксационные процессы внутри каждой подсистемы активнее, чем между ними, а значит и к термическому равновесию «внутри себя» каждая приходит быстрее, нежели к общему.

Связь термодинамических макро- с механическими микро-параметрами, а значит и учет термических возмущений, в нашей модели даст оператор энтропии. При его записи мы учтем, что обратные неравновесные температуры спиновой β_s^e и кинетической β_k^e подсистем электронов вместе с локальными значениями у магнитной подсистемы $\beta_s^{jm}(\vec{r}, t)$, $\beta_k^{jm}(\vec{r}, t)$ (индекс $j = 1, 2$ отражает тип магнонов: когерентные и термические соответственно) и решеточной $\beta^p(\vec{r}, t)$ могут быть различными и отличаться от равновесной β на малые величины:

$$\begin{aligned}\beta_i^e(t) &= \beta + \delta\beta_i^e(t), \\ \beta_i^{jm}(\vec{r}, t) &= \beta + \delta\beta_i^{jm}(\vec{r}, t), \quad i = k, s; \quad j = 1, 2, \\ \beta^p(\vec{r}, t) &= \beta + \delta\beta^p(\vec{r}, t).\end{aligned}\tag{4.2}$$

Появление здесь зависимости от координаты можно объяснить следующим образом. Наложение термического возмущения выводит систему из состояния равновесия таким образом, что изменения идут во всей системе не как едином целом, а как совокупности макроскопически малых подсистем, связанных между собой. Другими словами, вся система разбивается на множество ячеек, содержащих большое количество частиц, но являющихся очень малыми с мак-

роскопической точки зрения, и каждый такой элемент «живет своей жизнью», воспринимая собственное окружение как термостат. Это приводит к понятиям локальных энергии, числа частиц и химического потенциала. Все ячейки обладают собственными значениями энтропии $S(\vec{r})$, подлежащими сложению друг с другом ввиду аддитивности данной характеристики для системы, и дают полную величину S . Описанная модель может быть наглядно представлена в виде блок-схемы (рисунок 4.2).

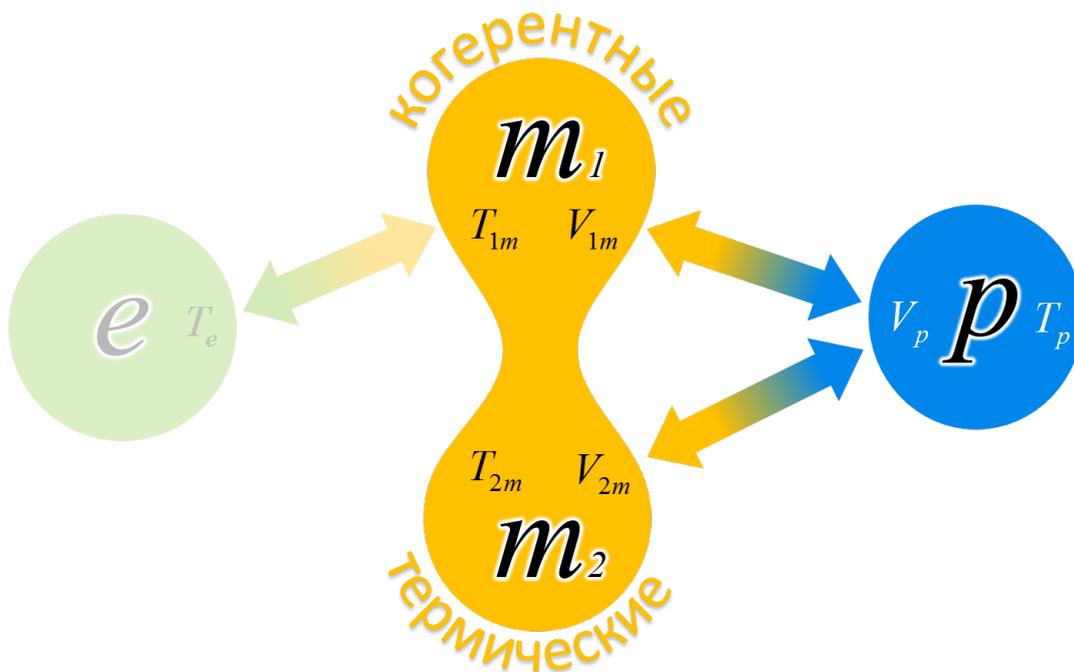


Рисунок 4.2 — Схема подсистем (e - электронная, m_i - магнонные, p - фононная) и связей между ними в модели трех потоков

Здесь кругами обозначены соответствующие подсистемы, стрелками взаимодействия между ними, а T_i и V_i - температуры и дрейфовые скорости каждой подсистемы.

4.2 Разделение магнонов на «термические» и «когерентные»

Появление магнонов в ферромагнитной части описанной модели может быть обусловлено либо тепловыми флуктуациями, вызванными температурным градиентом, «наполняющим» ферромагнетик термическими, низкоэнергетическими магнонами, либо высокоэнергетические, «когерентные», магноны рождаются на интерфейсе между ферромагнетиком и металлом. Описание пространственной трансляции магнонов вдоль (FI) , подразумевает использование коммутатора:

$$\frac{1}{i\hbar} [H_m(\vec{r}), H_{mm}] = -\vec{\nabla} \vec{I}_{H_m}(\vec{r}), \quad (4.3)$$

то есть с кинетической энергией H_{mm} коммутируют оператор количества уже имеющихся квазичастиц, входящий в оператор плотности энергии Зеемана $H_m(\vec{r})$, что дает градиент оператора плотности потока Зеемановской энергии $\vec{I}_{H_m}(\vec{r})$.

Появление же в ферромагнетике нового, допустим, «когерентного», магнона при математическом описании будет сопровождаться сначала действием оператора S^+ (входящего в H_{1me}) с лишь последующим перемещением магнона вдоль (FI) . Иными словами, разделение магнонной подсистемы на две («термическую» и «когерентную») можно провести формально, считая, что оператор S^+ описывает 1й сорт магнонов («когерентных»), а оператор H_m второй («термических»). Таким образом, поток «когерентных» магнонов можно описать коммутатором:

$$\begin{aligned} \frac{1}{i\hbar} [H_{ms}(\vec{r}), H_{mm}] &= J \frac{1}{i\hbar} ([S^+(\vec{r}), H_{mm}] s^-(\vec{r}) + [S^-(\vec{r}), H_{mm}] s^+(\vec{r})) \approx \\ &\approx -\vec{\nabla} \vec{I}_{S^+}(\vec{r}) J s^-(\vec{r}), \end{aligned} \quad (4.4)$$

где последнее примерное равенство следует из допущения о значительном преобладании процессов с рождением магнонов на интерфейсе над процессами с уничтожением, например, ввиду спиновой аккумуляции вблизи интерфейса.

Таким образом, в потоке магнонов есть (по крайней мере на протяжении времени магнон-магнонной релаксации по энергии) магноны «двух сортов»:

первые в литературе принято называть «термическими», второго - «когерентными». Причем, из конечного произведения операторов в (4.4) видно, что поток когерентных магнонов зависит от количества электронов в металле близ интерфейса, способных привести к образованию магнона, с энергией порядка энергии спиновой аккумуляции электронов проводимости.

Заметим, что при рассмотрении модели Гайзенберга с периодическими граничными условиями для случая линейной цепочки моментов энергетический спектр магнонов имеет вид (рисунок 4.3):

$$E = 4A(1 - \cos(ak)), \quad (4.5)$$

$$k = \frac{2\pi}{Na}n, \quad -\frac{N}{2} < n < \frac{N}{2}, \quad -\frac{\pi}{a} < k < \frac{\pi}{a}.$$

Здесь A - константа взаимодействия соседних спинов, a - постоянная решетки, N - количество моментов в цепочке, n - целое число.

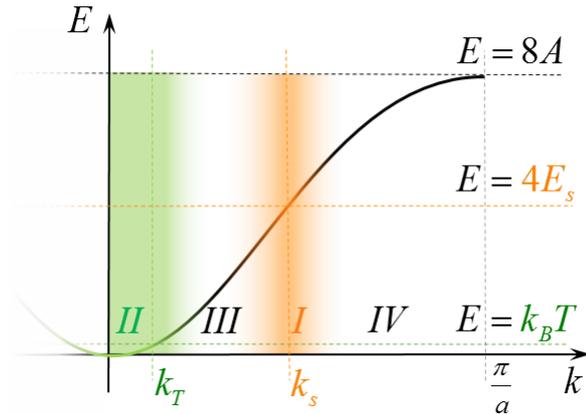


Рисунок 4.3 — Спектр магнонов (черная кривая) и области «термических» (зеленая) и «когерентных» (оранжевая) магнонов.

Для тепловых магнонов, обладающих низкой энергией, порядка $k_B T$ можно сделать оценку возможных импульсов:

$$k_B T = 4A(1 - \cos(ak_t)), \quad (4.6)$$

$$k_t = \pm \frac{1}{a} \arccos\left(1 - \frac{k_B T}{4A}\right) + 2\pi \frac{n}{a} \approx 0.$$

Малость k позволяет ограничиваться состояниями вблизи дна зоны, то есть раскладывать (4.5) в ряд около точки 0:

$$E = 4A(1 - \cos(ak)) \approx 2Aa^2k^2 = \frac{k^2}{2m_m} \sim k^2, \quad (4.7)$$

где была введена масса магнона m_m .

Магноны же, рождаемые на интерфейсе, обладают энергией порядка двойной энергии Зеемана, что соответствует:

$$\begin{aligned} 2E_Z &= 4A(1 - \cos(ak_c)), \\ k_c &= \pm \frac{1}{a} \arccos\left(1 - \frac{E_Z}{2A}\right) + \frac{2\pi}{a}n \approx \pm \frac{\pi}{2a}. \end{aligned} \quad (4.8)$$

Как отмечалось выше, из эксперимента известно, что «когерентные» магноны в среднем будут обладать линейным спектром с небольшими отклонениями, поэтому выражение (4.5) следует разложить в точках $\pm \frac{\pi}{2a}$, что приводит к:

$$E = 4A\left(1 - \cos\left(a\left(k \pm \frac{\pi}{2a}\right)\right)\right) \approx 2A(2 \pm \pi) + 4Aak \sim k. \quad (4.9)$$

Нас интересует случай трехмерного кристалла, рассматриваемого как сплошная, изотропная и однородная среда, в которой содержатся квазичастицы-магноны. Такое приближение никак не учитывает структуру кристалла, зато просто и, как будет показано ниже, требует лишь записанных выше выражений для энергии.

Все вышесказанное позволяет нам, путем простого разделения суммирования по всем магنونным импульсам на суммирование по «маленьким» («термическим») и «большим» («когерентным») значениям импульса, представить гамильтонианы для двух «типов» магнонов по отдельности. Иначе говоря, магنونные состояния могут включать все импульсы из отрезка $[-\pi/a; \pi/a]$, который по «энергетическому» принципу, описанному выше, разделяется на 4 области (рисунок 4.3). Из-за малости величины неупругого магنون-магنونного рассеяния по сравнению с упругим нам интересны лишь первая (линейная) и вторая (квадратичная). Таким образом, выражения для операторов, связанных с тепловыми и когерентными магнонами можно представить следующим

образом:

$$H_{1m} = \int_{k_s - \Delta_s}^{k_s + \Delta_s} E_{1m}(k) b_k^+ b_k dk, \quad (4.10)$$

$$H_{2m} = \int_0^{k_T} E_{2m}(k) b_k^+ b_k dk.$$

Здесь k_s - средний импульс когерентных магнонов, Δ_s - малое отклонение от него (полуширина зоны когерентных магнонов), k_T - максимальный импульс термических магнонов (его можно найти из уравнения $k_B T = k_T^2 / 2m_m$) и подразумевается, что интегрирование по углам было проведено, его результат, а также квадрат импульса, появляющийся при переходе к сферической системе координат включены в $E^i(k)$.

Таким образом, удастся «разбить» магноны на два типа: подсистемы «термических» и «когерентных» магнонов, и прийти к модели трех потоков: потоки «когерентных» и «термических» магнонов, вместе с фононным. Каждый из них будем характеризовать своей дрейфовой скоростью: $V_{1m}(\vec{r}, t)$, $V_{2m}(\vec{r}, t)$ и $V_p(\vec{r}, t)$ соответственно, что объясняется, во-первых, различной силой реакции магнонов и фононов на приложенный температурный градиент, и, во-вторых, тем, что «когерентные» магноны, появившись в (FI) обладают импульсом, превышающим среднее значение для тепловых. Не проводя конкретного анализа, уже можно ожидать, что «когерентные» магноны, первоначально обладающие температурой, порядка спиновой температуры электронов из металла, в процессе диффузии взаимодействуют с термическими, что приводит к выравниванию их температур. Так же и фононы, появившиеся и текущие благодаря наличию температурных возмущений, влияют на магноны и тоже участвуют в процессах общей термализации.

4.3 Построение неравновесного распределения

Описание интересующих нас эффектов увлечения будет основано на микроскопических уравнениях для операторов плотностей импульса магнонных и фононной подсистем:

$$\begin{aligned}\dot{P}_{im}(\vec{r}) &= \dot{P}_{im,imm}(\vec{r}) + \dot{P}_{im,12}(\vec{r}) + \dot{P}_{im,imp}(\vec{r}), \\ \dot{P}_p(\vec{r}) &= \dot{P}_{p,p}(\vec{r}) + \dot{P}_{p,imp}(\vec{r}), \\ \dot{P}_{\alpha,\beta}(\vec{r}) &= \frac{1}{i\hbar} [P_\alpha(\vec{r}), H_\beta],\end{aligned}\tag{4.11}$$

с последующим их усреднением по неравновесному статистическому оператору $\rho(t)$.

Следуя теории НСО, построение последнего требует записи оператора энтропии. В данной модели он фактически повторяет предложенный в главе 2, но дополняется слагаемыми, представляющими произведения дрейфовых скоростей $V_i(\vec{r},t)$ и импульсов $P_i(\vec{r})$ всех родов учтенных в модели квазичастиц, и включает 4 подсистемы. Будем считать, что операторы импульса отражают количество движения вдоль некоторой прямой, одной и той же для всех подсистем. Нами не используются операторы, перебрасывающие импульс между проекциями, поэтому такое выделенное (например, температурным градиентом) направление не изменяется. При этом, каждый тип магнонов получит свой набор макропараметров, что отражено индексами 1 и 2. Это не относится лишь к химическому потенциалу и причина тому следующая. Обычно Бозе-частицам не приписывают химического потенциала, считая его нулевым. Но в рассматриваемом нами неравновесном случае, появляются неравновесные (когерентные) магноны, которые, судя по результатам [12], обладают ненулевым $\mu(\vec{r},t)$, что может быть связано с возможностью их появления или ухода из системы в виду взаимодействия с (NM) . Итак, оператор полной энтропии для нашего случая выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned}
S(t) = & \Phi(t) + \beta_s^e(t) (H_s^e + H_{me} - \mu^\alpha(t) N^\alpha) + \\
& + \beta_k^e(t) (H_k^e + H_{me} - \mu^\alpha(t) N^\alpha) + \\
& + \int d\vec{r} (\beta_s^{1m}(\vec{r}, t) (H_s^{1m}(\vec{r}) + H_{me}(\vec{r}) + H_{12}(\vec{r}) - \mu(\vec{r}, t) N^{1m}(\vec{r})) + \\
& + \beta_k^{1m}(\vec{r}, t) (H_k^{1m}(\vec{r}) + H_{me}(\vec{r}) + H_{12}(\vec{r}) + H_{1mp}(\vec{r}) - \mu(\vec{r}, t) N^{1m}(\vec{r})) + \\
& + \beta_s^{2m}(\vec{r}, t) (H_s^{2m}(\vec{r}) + H_{12}(\vec{r})) + \beta_k^{2m}(\vec{r}, t) (H_k^{2m}(\vec{r}) + H_{12}(\vec{r}) + H_{2mp}(\vec{r})) + \\
& + \beta_k^p(\vec{r}, t) (H_k^p(\vec{r}) + H_{1mp}(\vec{r}) + H_{2mp}(\vec{r})) - \\
& - V_{1m}(\vec{r}, t) \beta_k^{1m}(\vec{r}, t) P_{1m}(\vec{r}) - V_{2m}(\vec{r}, t) \beta_k^{2m}(\vec{r}, t) P_{2m}(\vec{r}) - \\
& - V_p(\vec{r}, t) \beta_k^p(\vec{r}, t) P_p(\vec{r})).
\end{aligned} \tag{4.12}$$

Это выражение сложно для дальнейшего исследования, поэтому упростим модель, основываясь на следующих рассуждениях. Примем, что количество магнонов каждого типа ненулевое и сохраняется, то есть родиться/уничтожиться на интерфейсе они больше не могут, от чего металлическая часть модели нам более не потребуется. Далее учтем, что релаксация по импульсам происходит намного быстрее, чем по энергии, а, значит, на интересующих нас временах можно считать, что энергетически системы независимы, и каждая обладает своей, равновесной температурой $T_j^{im} = 1/\beta_j^{im}$. Наконец, мы рассматриваем слабонеравновесный случай, позволяющий следующее приближение произведений дрейфовых скоростей на обратные температуры: $\beta_j^i(\vec{r}, t) V_i(\vec{r}, t) \approx \beta V_i(\vec{r}, t)$. Тогда, оставляя все слагаемые, включающие дрейфовые скорости и химический потенциал магнонов, приходим к оператору энтропии для упрощенной модели трех потоков:

$$\begin{aligned}
S(t) \approx & S_0 + \delta S(t), \\
S_0 = & \Phi_0 + \beta^p H_k^p + \beta^{1m} (H_s^{1m} + H_k^{1m}) + \\
& + \beta^{2m} (H_s^{2m} + H_k^{2m} + H_{12} + H_{1mp} + H_{2mp}), \\
\delta S(t) = & -\Delta \int d\vec{r} \beta (V_{1m}(\vec{r}, t) P_{1m}(\vec{r}) + V_{2m}(\vec{r}, t) P_{2m}(\vec{r}) + \\
& + V_p(\vec{r}, t) P_p(\vec{r}) + N^{1m}(\vec{r}) \mu(\vec{r}, t)).
\end{aligned} \tag{4.13}$$

Принимая во внимание операторные уравнения движения (4.11) и $\dot{N}^{1m}(\vec{r}) = \dot{N}_{1mm}^{1m}(\vec{r})$, запишем оператор производства энтропии:

$$\begin{aligned} \dot{S}(t) = - \int d\vec{r} \beta \left(V_{1m}(\vec{r}, t) \dot{P}_{1m,1mm}(\vec{r}) + V_{2m}(\vec{r}, t) \dot{P}_{2m,2mm}(\vec{r}) + V_p(\vec{r}, t) \dot{P}_{p,p}(\vec{r}) + \right. \\ \left. + \delta V_{1m,p}(\vec{r}, t) \dot{P}_{1m,1mp}(\vec{r}) + \delta V_{2m,p}(\vec{r}, t) \dot{P}_{2m,2mp}(\vec{r}) + \right. \\ \left. + \delta V_{1m,2m}(\vec{r}, t) \dot{P}_{1m,12}(\vec{r}) + \mu(\vec{r}, t) \dot{N}_{1mm}^{1m}(\vec{r}) \right), \end{aligned} \quad (4.14)$$

$$\delta V_{\alpha,\beta}(\vec{r}, t) = V_{\alpha}(\vec{r}, t) - V_{\beta}(\vec{r}, t),$$

явно входящий в линейную форму НСО (1.19).

4.4 Уравнения динамики импульсов

С этого момента будем использовать сокращенные обозначения для величин, относящихся к магнонам, а именно, вместо индексов типа « $1m$ » будем писать просто « 1 ». Найдем макроскопические уравнения баланса импульсов, рассматриваемых подсистем («когерентных», «термических» магнонов и фононов) путем усреднения микроскопических уравнений (4.11) по (1.19). Имеем:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d}{dt} \langle P_1(\vec{r}) \rangle_t = -\vec{\nabla} \langle \vec{I}_{P_1}(\vec{r}) \rangle_t + \langle \dot{P}_{1,mp}(\vec{r}) \rangle_t + \langle \dot{P}_{1,12}(\vec{r}) \rangle_t \\ \frac{d}{dt} \langle P_2(\vec{r}) \rangle_t = -\vec{\nabla} \langle \vec{I}_{P_2}(\vec{r}) \rangle_t + \langle \dot{P}_{2,mp}(\vec{r}) \rangle_t + \langle \dot{P}_{2,12}(\vec{r}) \rangle_t \\ \frac{d}{dt} \langle P_p(\vec{r}) \rangle_t = -\vec{\nabla} \langle \vec{I}_{P_p}(\vec{r}) \rangle_t + \langle \dot{P}_{p,mp}(\vec{r}) \rangle_t \end{array} \right. \quad (4.15)$$

Принимая во внимание явный вид линейной формы НСО, основанной на операторе производства энтропии (4.14), приходим к окончательному виду системы дифференциальных уравнений для средних плотностей импульсов фононов, когерентных и термических магнонов:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d}{dt} \langle P_1(\vec{r}) \rangle_t = F_1(\vec{r}, t) + F_{1,p}(\vec{r}, t) + F_{1,2}(\vec{r}, t) + F_\mu(\vec{r}, t) \\ \frac{d}{dt} \langle P_2(\vec{r}) \rangle_t = F_2(\vec{r}, t) + F_{2,p}(\vec{r}, t) - F_{1,2}(\vec{r}, t) \\ \frac{d}{dt} \langle P_p(\vec{r}) \rangle_t = F_p(\vec{r}, t) - F_{2,p}(\vec{r}, t) - F_{1,p}(\vec{r}, t) \end{array} \right. \quad (4.16)$$

Опишем все, входящие в (4.16) силы $F_i(\vec{r}, t)$. При этом будем учитывать, следующие выражения:

$$\begin{aligned} L_\gamma^{\alpha,\beta}(\vec{r}, \vec{r}', t_1) &= \left(\dot{P}_{\alpha,\gamma}(\vec{r}), \dot{P}_{\beta,\gamma}(\vec{r}', t_1) \right), \\ L_\gamma^{\alpha,N}(\vec{r}, \vec{r}', t_1) &= \left(\dot{P}_{\alpha,\gamma}(\vec{r}), \dot{N}_\gamma(\vec{r}', t_1) \right). \end{aligned} \quad (4.17)$$

Слагаемые, пропорциональные скоростям подсистем $V_i(\vec{r}', t + t_1)$:

$$\begin{aligned}
 F_1(\vec{r}, t) &= - \int_{-\infty}^0 dt_1 e^{\varepsilon t_1} \int d\vec{r}' L_{mm}^{1,1}(\vec{r}, \vec{r}', t_1) \beta V_1(\vec{r}', t + t_1), \\
 F_2(\vec{r}, t) &= - \int_{-\infty}^0 dt_1 e^{\varepsilon t_1} \int d\vec{r}' L_{mm}^{2,2}(\vec{r}, \vec{r}', t_1) \beta V_2(\vec{r}', t + t_1), \\
 F_p(\vec{r}, t) &= - \int_{-\infty}^0 dt_1 e^{\varepsilon t_1} \int d\vec{r}' L_{mm}^{p,p}(\vec{r}, \vec{r}', t_1) \beta V_p(\vec{r}', t + t_1),
 \end{aligned} \tag{4.18}$$

описывают диффузионный характер изменения плотностей импульса. Как отмечалось в главе 2, эти выражения можно переписать в форме, линейно включающей градиенты плотностей макропараметров, в данном случае дрейфовых скоростей $V_i(\vec{r}', t + t_1)$. Чем они больше, тем быстрее скорости будут стремиться к некоторому среднему для системы значению.

Сила, связанная с химическим потенциалом $\beta\mu(\vec{r}', t + t_1)$ (или, как несложно показать, его градиентом) имеет вид:

$$F_\mu(\vec{r}, t) = - \int_{-\infty}^0 dt_1 e^{\varepsilon t_1} \int d\vec{r}' L_{mm}^{1,N}(\vec{r}, \vec{r}', t_1) \beta\mu(\vec{r}', t + t_1). \tag{4.19}$$

Силы, обусловленные взаимодействием магнонов с фононами, будучи пропорциональными разности скоростей соответствующих потоков $\delta V_{i,p}(\vec{r}', t + t_1)$, принимают форму:

$$\begin{aligned}
F_{1,p}(\vec{r}, t) &= - \int_{-\infty}^0 dt_1 e^{\varepsilon t_1} \int d\vec{r}' L_{mp}^{1,p}(\vec{r}, \vec{r}', t_1) \beta \delta V_{1,p}(\vec{r}', t + t_1) = \\
&= \int_{-\infty}^0 dt_1 e^{\varepsilon t_1} \int d\vec{r}' L_{mp}^{p,1}(\vec{r}, \vec{r}', t_1) \beta \delta V_{p,1}(\vec{r}', t + t_1), \\
F_{2,p}(\vec{r}, t) &= - \int_{-\infty}^0 dt_1 e^{\varepsilon t_1} \int d\vec{r}' L_{mp}^{2,p}(\vec{r}, \vec{r}', t_1) \beta \delta V_{2,p}(\vec{r}', t + t_1) = \\
&= \int_{-\infty}^0 dt_1 e^{\varepsilon t_1} \int d\vec{r}' L_{mp}^{p,2}(\vec{r}, \vec{r}', t_1) \beta \delta V_{p,2}(\vec{r}', t + t_1).
\end{aligned} \tag{4.20}$$

Они отвечают за связь входящих в соответствующее выражение подсистем между собой и являются основными для описания магнон-фононного увлечения. Так же, с помощью $F_{i,p}(\vec{r}, t)$ может быть описано опосредованное фононами воздействие на средний импульс магнонов, например, звуковой волны, термических эффектов, связанных с колебаниями решетки и прочего.

Наконец, сила, описывающая магнон-магнонное взаимодействие, связывая термические с когерентными:

$$\begin{aligned}
F_{1,2}(\vec{r}, t) &= - \int_{-\infty}^0 dt_1 e^{\varepsilon t_1} \int d\vec{r}' L_{12}^{1,2}(\vec{r}, \vec{r}', t_1) \beta \delta V_{1,2}(\vec{r}', t + t_1) = \\
&= \int_{-\infty}^0 dt_1 e^{\varepsilon t_1} \int d\vec{r}' L_{12}^{2,1}(\vec{r}, \vec{r}', t_1) \beta \delta V_{2,1}(\vec{r}', t + t_1).
\end{aligned} \tag{4.21}$$

Она так же зависит от разности скоростей, но уже магнонных подсистем $\delta V_{i,j}(\vec{r}', t + t_1)$. Это означает, что протекание одних магнонов в некотором направлении обязательно скажется на движении других, увлекая их за собой, реализуя тем самым эффект магнон-магнонного увлечения. Таким образом, быстрые магноны могут разгонять медленные и замедляться ими, придавая общему потоку в конечном счете некоторую среднюю величину импульса, наблюдаемую в эксперименте, и вообще отличную от ожидаемой при классическом описании магнон-фононного увлечения.

4.5 Анализ частных случаев

Найдем связи между плотностями импульса, дрейфовыми скоростями и химическим потенциалом соответствующих подсистем. Для этого усредним плотности импульсов с оператором квазиравновесного распределения:

$$\left\{ \begin{array}{l} \delta\langle P_1(\vec{r}) \rangle_t = - \int d\vec{r}' (P_1(\vec{r}), \Delta P_1(\vec{r}')) \beta V_1(\vec{r}', t) - \\ \qquad \qquad \qquad - \int d\vec{r}' (P_1(\vec{r}), \Delta N^1(\vec{r}')) \beta \mu(\vec{r}', t) \\ \delta\langle P_2(\vec{r}) \rangle_t = - \int d\vec{r}' (P_2(\vec{r}), \Delta P_2(\vec{r}')) \beta V_2(\vec{r}', t) \\ \delta\langle N^1(\vec{r}) \rangle_t = - \int d\vec{r}' (N^1(\vec{r}), \Delta N^1(\vec{r}')) \beta \mu(\vec{r}', t) - \\ \qquad \qquad \qquad - \int d\vec{r}' (N^1(\vec{r}), \Delta P_1(\vec{r}')) \beta V_1(\vec{r}', t) \\ \delta\langle N^2(\vec{r}) \rangle_t = - \int d\vec{r}' (N^2(\vec{r}), \Delta P_2(\vec{r}')) \beta V_2(\vec{r}', t) \\ \delta\langle P_p(\vec{r}) \rangle_t = - \int d\vec{r}' (P_p(\vec{r}), \Delta P_p(\vec{r}')) \beta V_p(\vec{r}', t) \end{array} \right. \quad (4.22)$$

Выражая отсюда $\beta V_i(\vec{r}, t)$ и $\beta \mu(\vec{r}, t)$, в общем виде можно записать:

$$\left\{ \begin{array}{l} \beta V_1(\vec{r}, t) = \int d\vec{r}' C_1^1(\vec{r}, \vec{r}') \delta\langle P_1(\vec{r}') \rangle_t \\ \beta V_2(\vec{r}, t) = \int d\vec{r}' C_2^2(\vec{r}, \vec{r}') \delta\langle P_2(\vec{r}') \rangle_t \\ \beta V_p(\vec{r}, t) = \int d\vec{r}' C_p^p(\vec{r}, \vec{r}') \delta\langle P_p(\vec{r}') \rangle_t \\ \beta \mu(\vec{r}, t) = \int d\vec{r}' C_1^\mu(\vec{r}, \vec{r}') \beta V_1(\vec{r}', t) \end{array} \right. \quad (4.23)$$

Ввиду сложности расчета, явные значения функций $C_j^i(\vec{r}, \vec{r}')$ будем искать для случая однородных в пространстве (средних по пространству) величин, с учетом неизменности полного количества числа магнонов $\delta\langle N \rangle_t = 0$:

$$\begin{cases} \delta\langle P_1 \rangle_t = -(P_1, \Delta P_1) \beta V_1(t) - (P_1, \Delta N^1) \beta \mu(t) \\ \delta\langle P_2 \rangle_t = -(P_2, \Delta P_2) \beta V_2(t) \\ 0 = -(N^1, \Delta N^1) \beta \mu(t) - (N^1, \Delta P_1) \beta V_1(t) - (N^2, \Delta P_2) \beta V_2(t) \\ \delta\langle P_p \rangle_t = -(P_p, \Delta P_p) \beta V_p(t) \end{cases} \quad (4.24)$$

Откуда сразу получаем:

$$\begin{cases} \beta V_1(t) = C_1^1 \delta\langle P_1 \rangle_t \\ \beta V_2(t) = C_2^2 \delta\langle P_2 \rangle_t \\ \beta V_p(t) = C_p^p \delta\langle P_p \rangle_t \\ \beta \mu(t) = C_1^\mu \beta V_1(t) \end{cases} \quad (4.25)$$

где:

$$\begin{aligned} C_1^1 &= \left(-(P_1, \Delta P_1) + \frac{(P_1, \Delta N^1) (N^1, \Delta P_1)}{(N^1, \Delta N^1)} \right)^{-1}, \\ C_2^2 &= -(P_2, \Delta P_2)^{-1}, \\ C_p^p &= -(P_p, \Delta P_p)^{-1}, \\ C_1^\mu &= -\frac{(N^1, \Delta N^1)}{(N^1, \Delta P_1)}. \end{aligned}$$

Используя найденные зависимости, проведем анализ системы макроскопических уравнений баланса импульсов (4.16) в пространственно однородном случае. При этом зануляются все диффузионные слагаемые. Кроме того будем полагать, что импульс фононов поддерживается извне неизменным, например, с помощью температурного поля (добавим слагаемое $F_T(t) = L_{pT}^{p,T} \beta V_p(t)$ в уравнение с производной фононного импульса). В результате сделанных преобразований имеем:

$$\begin{cases} \frac{d}{dt}\delta\langle P_1\rangle_t = F_{1,p}(t) + F_{1,2}(t) \\ \frac{d}{dt}\delta\langle P_2\rangle_t = F_{2,p}(t) - F_{1,2}(t) \\ 0 = -F_{2,p}(t) - F_{1,p}(t) + F_T(t) \end{cases} \quad (4.26)$$

Расписывая силы в явном виде и заменяя дрейфовые скорости средними значениями, из (4.25) получаем:

$$\begin{cases} \frac{d}{dt}\delta\langle P_1\rangle_t = \omega_{1,1}^{1,p;mp} \delta\langle P_1\rangle_t - \omega_{p,p}^{1,p;mp} \delta\langle P_p\rangle_t + \omega_{1,1}^{1,2;12} \delta\langle P_1\rangle_t - \omega_{2,2}^{1,2;12} \delta\langle P_2\rangle_t \\ \frac{d}{dt}\delta\langle P_2\rangle_t = \omega_{2,2}^{2,p;mp} \delta\langle P_2\rangle_t - \omega_{p,p}^{2,p;mp} \delta\langle P_p\rangle_t + \omega_{2,2}^{1,2;12} \delta\langle P_2\rangle_t - \omega_{1,1}^{1,2;12} \delta\langle P_1\rangle_t \\ 0 = \omega_{p,p}^{1,p;mp} \delta\langle P_p\rangle_t - \omega_{1,1}^{1,p;mp} \delta\langle P_1\rangle_t - \\ - \omega_{2,2}^{2,p;mp} \delta\langle P_2\rangle_t + \omega_{p,p}^{2,p;mp} \delta\langle P_p\rangle_t + \omega_{p,p}^{p,T;pT} \delta\langle P_p\rangle_t \end{cases} \quad (4.27)$$

Здесь были введены обозначения для частот $\omega_{\lambda,\chi}^{\alpha,\beta;\gamma} = L_{\gamma}^{\alpha,\beta} C_{\chi}^{\lambda}$.

Выражая $\delta\langle P_p\rangle_t$ из последнего уравнения и подставляя в остальные, получим окончательную СЛДУ первого порядка:

$$\begin{cases} \frac{d}{dt}\delta\langle P_1\rangle_t = C_{12} (C_1^1 \delta\langle P_1\rangle_t - C_2^2 \delta\langle P_2\rangle_t) + \omega_{1,T} \delta\langle P_1\rangle_t \\ \frac{d}{dt}\delta\langle P_2\rangle_t = -C_{12} (C_1^1 \delta\langle P_1\rangle_t - C_2^2 \delta\langle P_2\rangle_t) + \omega_{2,T} \delta\langle P_2\rangle_t \end{cases} \quad (4.28)$$

где:

$$C_{12} = L_{12}^{1,2} + \frac{L_{mp}^{1,p} L_{mp}^{2,p}}{L_{mp}^{1,p} + L_{mp}^{2,p} + L_{pT}^{p,T}},$$

$$\omega_{i,T} = C_i^i \frac{L_{mp}^{i,p} L_{pT}^{p,T}}{L_{mp}^{1,p} + L_{mp}^{2,p} + L_{pT}^{p,T}}.$$

Решением этой системы являются выражения для временных зависимостей отклонений средних импульсов «термических» и «когерентных» магнонов $\delta\langle P_i\rangle_t$ ($i = 1, 2$), а так же полного импульса $\delta\langle P_m\rangle_t$ от равновесных значений:

$$\begin{cases} \delta\langle P_1 \rangle_t = e^{at}x + e^{bt}y \\ \delta\langle P_2 \rangle_t = e^{at}m + e^{bt}n \\ \delta\langle P_m \rangle_t = e^{at}k + e^{bt}l \end{cases} \quad (4.29)$$

где:

$$\begin{aligned} a &= \frac{\omega_0 + \omega}{2}, & b &= \frac{\omega_0 - \omega}{2}, & \omega_0 &= C_{12} (C_1^1 + C_2^2) + \omega_{1T} + \omega_{2T}, \\ x &= \delta\langle P_1 \rangle_0 \frac{1}{2} \left(1 + \frac{1}{\omega} \left(C_{12} \left(C_1^1 - C_2^2 \left(1 + 2 \frac{\langle P_2 \rangle_0}{\langle P_1 \rangle_0} \right) \right) + \omega_{1T} - \omega_{2T} \right) \right), \\ y &= \delta\langle P_1 \rangle_0 \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{\omega} \left(C_{12} \left(C_1^1 - C_2^2 \left(1 + 2 \frac{\langle P_2 \rangle_0}{\langle P_1 \rangle_0} \right) \right) + \omega_{1T} - \omega_{2T} \right) \right), \\ m &= \delta\langle P_2 \rangle_0 \frac{1}{2} \left(1 + \frac{1}{\omega} \left(C_{12} \left(C_2^2 - C_1^1 \left(1 + 2 \frac{\langle P_1 \rangle_0}{\langle P_2 \rangle_0} \right) \right) - \omega_{1T} + \omega_{2T} \right) \right), \\ n &= \delta\langle P_2 \rangle_0 \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{\omega} \left(C_{12} \left(C_2^2 - C_1^1 \left(1 + 2 \frac{\langle P_1 \rangle_0}{\langle P_2 \rangle_0} \right) \right) - \omega_{1T} + \omega_{2T} \right) \right), \\ k &= \delta\langle P_m \rangle_0 \frac{1}{2} \left(1 + \frac{1}{\omega} \left(-C_{12} (C_1^1 + C_2^2) + \frac{\langle P_1 \rangle_0 - \langle P_2 \rangle_0}{\langle P_m \rangle_0} (\omega_{1T} - \omega_{2T}) \right) \right), \\ l &= \delta\langle P_m \rangle_0 \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{\omega} \left(-C_{12} (C_1^1 + C_2^2) + \frac{\langle P_1 \rangle_0 - \langle P_2 \rangle_0}{\langle P_m \rangle_0} (\omega_{1T} - \omega_{2T}) \right) \right), \\ \omega &= \sqrt{\omega_0^2 - 4(C_{12}(C_1^1\omega_{2T} + C_2^2\omega_{1T}) + \omega_{1T}\omega_{2T})}. \end{aligned}$$

Из (4.29) следует, что в модели трех потоков поведение средних не обладает чисто экспоненциальной зависимостью от времени.

Проведем аналитическое сравнение результата (4.29) с выражениями для эффекта магнон-фононного увлечения, в котором учитываются только два потока: магнонный и фононный. Этот случай может быть описан следующей СЛДУ:

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} \delta\langle P_2 \rangle_t^{two} = F_{2,p}(t) \\ 0 = -F_{2,p}(t) + F_T(t) \end{cases} \quad (4.30)$$

Откуда сразу получается ОЛДУ:

$$\frac{d}{dt} \delta \langle P_2 \rangle_t^{two} = \frac{L_{mp}^{2,p} L_{pT}^{p,T}}{L_{mp}^{2,p} + L_{pT}^{p,T}} C_2^2 \delta \langle P_2 \rangle_t^{two}. \quad (4.31)$$

В то время, как в модели трех потоков имеем:

$$\frac{d}{dt} \delta \langle P_m \rangle_t = \frac{L_{pF}^{p,F}}{L_{mp}^{1,p} + L_{mp}^{2,p} + L_{pF}^{p,F}} (L_{mp}^{1,p} C_1^1 \delta \langle P_1 \rangle_t + L_{mp}^{2,p} C_2^2 \delta \langle P_2 \rangle_t). \quad (4.32)$$

И решение (4.31) принимает вид:

$$\begin{aligned} \delta \langle P_2 \rangle_t^{two} &= \delta \langle P_2 \rangle_0^{two} e^{\omega_c t}, \\ \omega_c &= \frac{L_{mp}^{2,p} L_{pT}^{p,T}}{L_{mp}^{2,p} + L_{pT}^{p,T}} C_2^2. \end{aligned} \quad (4.33)$$

Несложно показать, что это же выражение получается из (4.29) если считать $L_{mp}^{1,p}$ и $L_{12}^{1,2}$ пренебрежимо малыми величинами.

Оценим влияние когерентных магнонов на скорость релаксации полного магнонного импульса. Для этого рассмотрим отношение частот релаксации импульса для двух- (ω_2) и трех-поточковых (ω_3) систем:

$$\frac{\omega_2}{\omega_3} = \frac{1}{1 + \frac{L_{pT}^{p,T}}{L_{mp}^{2,p}}} \frac{1 + \frac{L_{mp}^{1,p}}{L_{mp}^{2,p}} + \frac{L_{pT}^{p,T}}{L_{mp}^{2,p}}}{1 + \frac{L_{mp}^{1,p} V_1}{L_{mp}^{2,p} V_2}} \quad (4.34)$$

Принимая равенство дрейфовых скоростей ($V_1 = V_2$):

$$\frac{\omega_2}{\omega_3} = \frac{1}{1 + \frac{L_{pT}^{p,T}}{L_{mp}^{2,p}}} \left(1 + \frac{L_{pT}^{p,T}}{L_{mp}^{1,p} + L_{mp}^{2,p}} \right) \quad (4.35)$$

и предполагая взаимодействие фононов с когерентными магнонами много меньшим, чем с термическими ($L_{mp}^{1,p} \ll L_{mp}^{2,p}$) имеем:

$$\frac{\omega_2}{\omega_3} = 1 \quad (4.36)$$

Из (4.36) следует, что двух- и трех-поточковые модели могут дать равные результаты только в рассмотренных приближениях. Такой вывод соответствует результатам экспериментальных работ [101;104;106], где различными методами изучались магнитотермические свойства ЖИГ и предлагалось феноменологическое описание нескольких типов магнонов. Для интерпретации экспериментальных данных необходимо было принять их различие в длинах свободного пробега (по аналогии с дрейфовыми скоростями нашего рассмотрения) и величине взаимодействия с фононами.

Если считать малым взаимодействие термических магнонов с фононами $L_{mp}^{2,p} \ll L_{mp}^{1,p}$, выражение (4.34) принимает вид:

$$\frac{\omega_2}{\omega_3} = \frac{L_{mp}^{2,p}}{L_{mp}^{1,p}} < 1 \quad (4.37)$$

Из (4.37) следует, что взаимодействие когерентных магнонов с фононами даже в случае равенства дрейфовых скоростей может увеличить частоту релаксации полного импульса магнонов. Данный результат отражает факт зависимости магنونного транспорта от формы спектра. Заметим, что роль и влияние формы спектра магнонов на термоспиновые эффекты были выявлены и при интерпретации экспериментальных данных по изучению СЭЗ в ЖИГ [104].

В случае достаточно большой дрейфовой скорости когерентных магнонов по сравнению с термическими ($V_1 \gg V_2$) и малостью релаксации фононов на термостате ($L_{pT}^{p,T} \ll 1$) имеем:

$$\frac{\omega_2}{\omega_3} = \frac{V_2}{V_1} \quad (4.38)$$

Откуда видно, что в рассмотренных приближениях частоты релаксации импульсов магнонов оказываются пропорциональными дрейфовым скоростям.

Результаты качественного анализа временных зависимостей отклонений средних импульсов от равновесного значения в модели трех потоков изображены на рисунках 4.4 и 4.5. Представленный набор графиков соответствует случаям различных интенсивностей взаимодействия между подсистемами.

Сначала приведем общий вид кривых, характерных для систем как без, так и с термостатом:

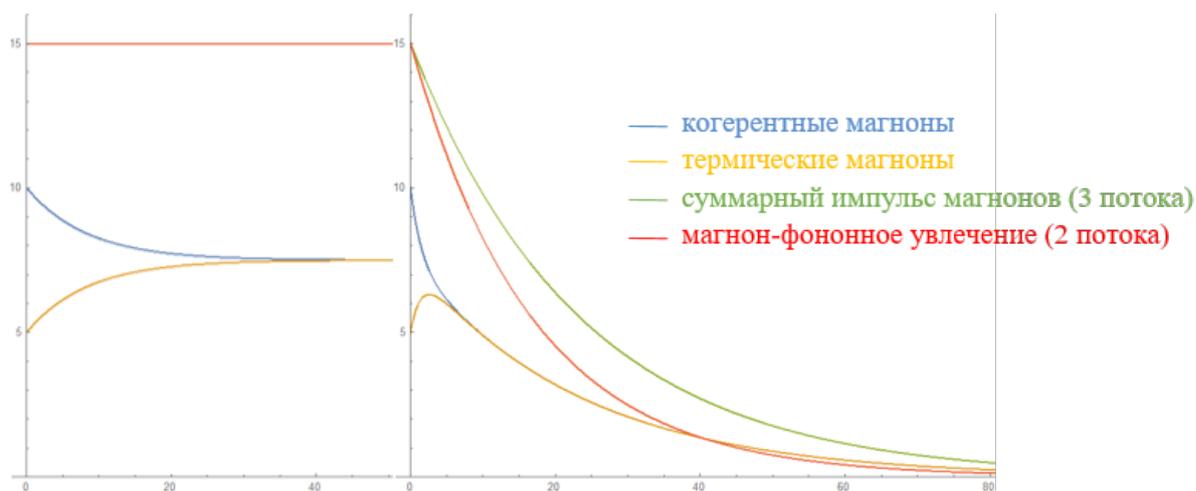


Рисунок 4.4 — Временные зависимости отклонений средних от равновесного значения импульса «когерентных» (синяя кривая) и «термических» магнонов (оранжевая кривая), суммарного их импульса (зеленая кривая) и получающегося из «классического» решения (красная кривая)

Здесь на горизонтальной оси обозначены временные промежутки, а на вертикальной средние значения отклонений импульсов. Случай (а), для системы без термостата, характеризует релаксацию импульсов «термических» и «когерентных» магнонов от некоторого значения в начальный момент времени, к некоторому среднему. На скорость такого процесса влияют все взаимодействия в системе, не зависимо от того, что роль фононов была нивелирована до простого передатчика импульса. Из рисунка (б) видно, что наша модель позволяет реализовать как случай быстрой термализации магنونных потоков между собой (кривые для «когерентных» и «термических» магнонов сливаются в одну быстрее, чем все четыре доходят до близких к нулю значений), так и вариантов, в которых магنون-фононное взаимодействие является преобладающим над магنون-магنونным (все кривые стремятся к нулевому значению со своей скоростью).

Особенностью различных величин взаимодействия в нашей модели является то, что дополнительный поток быстрых магнонов может как увеличить время жизни полного магنونного тока по сравнению с получаемым при рассмотрении эффекта магنون-фононного увлечения, так и уменьшить, в зависимости от интенсивности взаимодействия «когерентных» магнонов с фононами

$$L_{mp}^{1,p}.$$

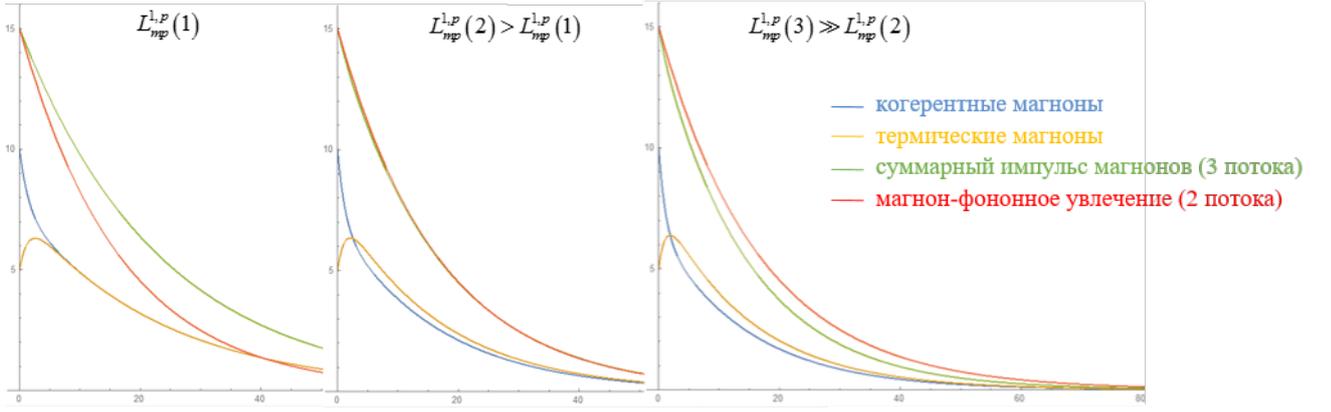


Рисунок 4.5 — Временные зависимости отклонений средних значений импульсов магнов от равновесного для различных величин взаимодействия когерентных магнов с фононами.

Видно, что при некотором начальном значении $L_{mp}^{1,p}(1)$ кривая, полученная из нашей модели, лежит выше двухпотоковой, однако, с увеличением величины $L_{mp}^{1,p}(2)$ и $L_{mp}^{1,p}(3)$, начинает прогибаться все сильнее и в конце оказывается под двухпотоковой. Причем, зависимость величины изменения формы с каждым шагом увеличения $L_{mp}^{1,p}$ становится все менее чувствительной к нему (что говорит о большей вероятности «когерентным» магнонам усилить общий магنونный ток). Объяснить такое поведение несложно. Вклад в полный магنونный ток дают «когерентные» и «термические» магноны, а ослабляется он термостатом с фононами. Если «когерентные» магноны взаимодействуют с фононами сильнее, чем «термические», то первые быстрее приходят к равновесию с термостатом и сами начинают давать дополнительный вклад в скорость затухания магنونного тока, определяющегося в таком случае преимущественно «термическими» магнонами.

Рассмотрим еще несколько предельных случаев, характеризуемых определенными соотношениями между дрейфовыми скоростями. Для этого перепишем систему (4.28) в виде:

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} \langle P_1(\vec{r}) \rangle_t \equiv F_1(t) = - \left(L_{mp}^{1,p} \delta V_{1,p}(t) + L_{12}^{1,2} \delta V_{1,2}(t) \right) \beta \\ \frac{d}{dt} \langle P_2(\vec{r}) \rangle_t \equiv F_2(t) = - \left(L_{mp}^{2,p} \delta V_{2,p}(t) + L_{12}^{2,1} \delta V_{2,1}(t) \right) \beta \\ \frac{d}{dt} \langle P_p(\vec{r}) \rangle_t \equiv F_p(t) = - \left(-L_{mp}^{1,p} \delta V_{1,p}(t) - L_{mp}^{2,p} \delta V_{2,p}(t) + L_{pT}^{p,T} V_p(t) \right) \beta \end{cases} \quad (4.39)$$

Сначала предположим, что «термические» магны приходят к равновесию с фононами намного быстрее, чем с «когерентными», что можно учесть равенством соответствующих скоростей $V_2(t) = V_p(t)$, откуда:

$$\begin{cases} F_1(t) = - \left(L_{mp}^{1,p} \delta V_{1,p}(t) + L_{12}^{1,2} \delta V_{1,2}(t) \right) \beta \\ F_2(t) = - L_{12}^{2,1} \delta V_{2,1}(t) \beta \\ F_p(t) = - \left(-L_{mp}^{1,p} \delta V_{1,p}(t) + L_{pT}^{p,T} V_p(t) \right) \beta \end{cases} \quad (4.40)$$

Таким образом, мы допускаем, что «термические» магны не дают весомого вклада в общий спиновый ток, являясь рассеивателями для «когерентных», служащих основными переносчиками. Это согласуется с экспериментальными фактами заметного ослабления сигнала в образцах без элемента, ответственного за генерацию дополнительных магнов на интерфейсе (часто полупроводникового или металлического), и примерного равенства средних длин пробега «термических» магнов и фононов вблизи интерфейса [101]. Выражая фононную скорость из суммы последних уравнений (4.40) и подставляя ее в первое, можно получить силу, действующую на «когерентные» магны в системе:

$$\begin{aligned} F_1(t) = & - \frac{\left(L_{mp}^{1,p} + L_{12}^{1,2} \right) L_{pT}^{p,T}}{L_{mp}^{1,p} + L_{12}^{1,2} V_2(t) / V_p(t) + L_{pT}^{p,T}} V_1(t) \beta + \\ & + \frac{L_{mp}^{1,p} + L_{12}^{1,2} V_2(t) / V_p(t)}{L_{mp}^{1,p} + L_{12}^{1,2} V_2(t) / V_p(t) + L_{pT}^{p,T}} (F_2(t) + F_p(t)). \end{aligned} \quad (4.41)$$

Из (4.41) следует, что в рассматриваемом приближении изменение импульса «когерентных» магнов обусловлено силой, пропорциональной дрейфовой скорости этой подсистемы и суммарной силой, оказываемой на фононную и «термическую» подсистемы. Последние можно исключить, реализацией состояния в котором фононная подсистема (а вслед за ней и «термические» магны) поддерживается с некоторой постоянной скоростью дрейфа, являясь тем самым лишь каналом передачи импульса от термостата к магнам. В этом случае мы получаем выражение, по форме совпадающее с (4.33), полученное рассмотрением предела двух увлекающихся потоков.

Следующий предельный случай будет характеризоваться равенством скоростей всех магнонов $V_1(t) = V_2(t)$:

$$\begin{cases} F_1(t) = -L_{mp}^{1,p} \delta V_{1,p}(t) \beta \\ F_2(t) = -L_{mp}^{2,p} \delta V_{2,p}(t) \beta \\ F_p(t) = - \left(-L_{mp}^{1,p} \delta V_{1,p}(t) - L_{mp}^{2,p} \delta V_{2,p}(t) + L_{pT}^{p,T} V_p(t) \right) \beta \end{cases} \quad (4.42)$$

Откуда выражение для полной силы, оказываемой на магноны принимает вид:

$$\begin{aligned} F_m(t) &\equiv F_1(t) + F_2(t) = \\ &= - \frac{(L_{mp}^{1,p} V_1(t) / V_2(t) + L_{mp}^{2,p}) L_{pT}^{p,T}}{L_{mp}^{1,p} + L_{mp}^{2,p} + L_{pT}^{p,T}} V_2(t) \beta + \frac{L_{mp}^{1,p} + L_{mp}^{2,p}}{L_{mp}^{1,p} + L_{mp}^{2,p} + L_{pT}^{p,T}} F_p(t). \end{aligned} \quad (4.43)$$

Как и в предыдущем случае, фононную силу можно исключить, рассматривая решетку лишь как канал передачи импульса от термостата к магнонам. Первое же слагаемое имеет форму, характерную для единой магнонной системы и пропорционально скорости магнонов. Это значит, что приближение равенства дрейфовых скоростей «когерентных» и «термических» магнонов описывает случай магнон-фононного увлечения, но с измененной частотой релаксации. Это обстоятельство свидетельствует о важности величины магнон-фононного взаимодействия в эффектах увлечения, отмеченной и в экспериментальных работах [101; 104; 106].

4.6 Выводы к главе

В рамках впервые предложенной модели трех потоков для системы металл/ферромагнитный изолятор исследованы причины и следствия формирования в ферромагнитной области двух, различных по форме спектра и разделенных энергетической щелью, магنونных потоков: «термического» и «когерентного». Проанализирована возможная причина такого разделения, основанная на генерации близ интерфейса в ферромагнетике высокоэнергетических магненов. Получены спектры (квадратичного и линейного соответственно) для каждого типа магненов.

Исследована динамика трехпоточковой системы, включающей оба типа магненов и фононы. Выведены линейные уравнения динамики плотности импульсов, включающие как дрейфовые слагаемые, описывающие протекание импульса в пространстве, так и релаксационные, отвечающие за обмен импульсом подсистем.

Для однородного в пространстве случая, с учетом роли фононов лишь в качестве канала передачи импульса от термостата к магномам, найдены выражения для эволюции во времени отклонений средних импульсов магненов от равновесного.

Проведен качественный анализ полученной системы уравнений баланса импульсов, который показал, что дополнительный поток может как усилить, так и ослабить величину магنونного тока, в зависимости от интенсивности взаимодействия «когерентных» магненов с фононами. Получены выражения для частот релаксации. Проанализировано влияние различных соотношений между дрейфовыми скоростями рассматриваемых подсистем на эффекты увлечения. Показано, что модель трех потоков можно связать со случаем магنون-фононного увлечения: случай малости связи «когерентных» магненов с «термическими» и фононами (точный «двухпоточковый») и случаи равенства скоростей магنونных подсистем, а так же быстрой термализации «термических» магненов с фононами (дающие «двухпоточковые» по форме уравнения, но с новыми выражениями для частот релаксации).

Выводы, полученные в рамках изученной модели, согласуются с результатами экспериментальных работ по изучению магнитотермических эффектов в гибридных структурах.

Заключение

В диссертационной работе теоретически исследован спиновый токоперенос в гибридных структурах металл(полупроводник)/ферромагнитный изолятор. За основу брались квантовый метод неравновесной статистической физики НСО, допускающий описание систем как на основе микро-, так и макропараметров, учитывая неравновесные температурные эффекты.

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Исследован спиновый транспорт в гибридной наноструктуре: нормальный металл/ ферромагнитный изолятор. В приближении эффективных параметров, развита линейная микроскопическая теория термо-спиновых эффектов.
2. Построена и проанализирована система макроскопических уравнений динамики для плотностей спина и энергии. Найдены выражения для кинетических коэффициентов в форме квантовых корреляционных функций. Показано, что величина и направление спинового тока через интерфейс между металлической и ферромагнитной подсистемами зависят от разности температур подсистем, спиновой аккумуляции в металле и величины химического потенциала магнонов вблизи интерфейса. На распространение спин-волнового тока в ферромагнетике влияют как градиенты температур и химического потенциала магнонов, так и разность температур магнонной и фононной подсистем.

Таким образом, единым методом описаны: спиновая диффузия, спиновый пампинг, спиновый торк-эффект и спиновый эффект Зеебека.

Рассмотрен однородный в пространстве случай, для которого получены выражения обратных времен (частот) релаксации.

3. Предложен и изучен метод резонансного возбуждения спин-волнового тока в диэлектрике структуры полупроводник/ферромагнитный изолятор электромагнитными и звуковыми полями, возбуждающими электроны проводимости.

Построены макроскопические уравнения, описывающие спин-волновой ток, обусловленный как резонансным возбуждением спиновой системы электронов проводимости, так и наличием неоднородного температур-

ного поля в ферромагнетике, учитывающие как резонансно-диффузионный характер распространения магнонов, так и процессы их релаксации.

Показано, что спин-волновой ток, реализуемый в условиях резонансного возбуждения электронов проводимости, сам проявляет резонансный характер.

4. В рамках предложенной модели трех потоков для системы металл/ферромагнитный изолятор исследованы возможные причины и следствия формирования в ферромагнитной области двух, различных по форме спектра и разделенных энергетической щелью, магнонных потоков: «термического» и «когерентного». Проанализирована возможная причина такого разделения, основанная на генерации близ интерфейса в ферромагнетике высокоэнергетических магнонов. Получены спектры (квадратичный и линейный соответственно) для каждого типа магнонов.

Исследована динамика трехпотоковой системы, включающей оба типа магнонов и фононы. Выведены линейные уравнения динамики плотности импульсов, включающие как дрейфовые слагаемые, описывающие протекание импульса в пространстве, так и релаксационные, отвечающие за обмен импульсом подсистем.

Для однородного в пространстве случая, с учетом роли фононов лишь в качестве канала передачи импульса от термостата к магнонам, найдены выражения для эволюции во времени отклонений средних импульсов магнонов от равновесного.

Проведен качественный анализ полученной системы уравнений баланса импульсов, который показал, что дополнительный поток может как усилить, так и ослабить величину магнонного тока, в зависимости от интенсивности взаимодействия «когерентных» магнонов с фононами. Получены выражения для частот релаксации. Проанализировано влияние различных соотношений между дрейфовыми скоростями рассматриваемых подсистем на эффекты увлечения. Показано, что модель трех потоков можно связать со случаем магнон-фононного увлечения: случай малости связи «когерентных» магнонов с «термическими» и фононами (точный «двухпотоковый») и случаи равенства скоростей магнонных

подсистем, а так же быстрой термализации «термических» магнонов с фононами (дающие «двухпоточковые» по форме уравнения, но с новыми выражениями для частот релаксации).

Выводы, полученные в рамках изученной модели, согласуются с результатами экспериментальных работ по изучению магнитотермических эффектов в гибридных структурах.

Все приведенные выше результаты могут быть использованы для анализа спиновой динамики в конкретных системах. Рассмотренные модели легко расширяются на случай более сложных систем, например, многослойных гетероструктур или дискретных решеток, и могут быть модифицированы для изучения не только спинового, но и любого другого токопереноса. Метод резонансной генерации спинового тока может быть взят за основу при создании антенн как компонент спинтронных устройств. Выводы, полученные в рамках трехпоточковой модели, согласуются с результатами экспериментальных работ по изучению магнитотермических эффектов в гибридных структурах, что позволяет использовать ее для анализа такого рода экспериментов.

Автор выражает глубокую благодарность своему научному руководителю Ляпилину Игорю Ивановичу без которого данная работа никогда бы не состоялась. И благодарит рецензентов Бебенина Николая Георгиевича и Меньшенина Владимира Васильевича за ценные советы при редактировании диссертации.

Публикации автора по теме диссертации

A1. *Lyapilin, I. I.* Spin effects induced by thermal perturbation in a normal metal/magnetic insulator system / I. I. Lyapilin, M. S. Okorokov, V. V. Ustinov // *Physical Review B*. – 2015. – V. 91. – P. 195309.

A2. *Lyapilin, I. I.* Resonant Excitation of the Spin-Wave Current in Hybrid Nanostructures / I. I. Lyapilin, M.S. Okorokov, N.G. Bebenin // *Applied Magnetic Resonance*. – 2016. – V. 47. – P. 1179–1191.

A3. *Ляпилин, И. И.* Динамическая генерация спин-волнового тока в гибридных структурах / И. И. Ляпилин, М.С. Окорокров // *Физика и техника полупроводников*. – 2016. – Т. 50. – С. 1537–1543.

Lyapilin, I. I. Dynamic generation of spin-wave currents in hybrid structures / I. I. Lyapilin, M.S. Okorokov // *Semiconductors*. – 2016. – V. 50. – P. 1515–1520.

A4. *Lyapilin, I. I.* Resonance excitation of the spin-wave current in hybrid structures / I. I. Lyapilin, M.S. Okorokov, N.G. Bebenin // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2017. – V. 440. – P. 87-88.

A5. *Okorokov, M. S.* Dynamic spin-current generation in hybrid structures by sound wave / M. S. Okorokov, I. I. Lyapilin, V. V. Ustinov // *Low Temperature Physics*. – 2017. – V. 43. – P. 442–448.

Okorokov, M. S. Dynamic spin-current generation in hybrid structures by sound wave / M. S. Okorokov, I. I. Lyapilin, V. V. Ustinov // *Физика низких температур*. – 2017. – V. 43. – P. 552–559.

A6. *Lyapilin, I. I.* The influence of “injected” and “thermal” magnons on a spin wave current and drag effect in hybrid structures / I. I. Lyapilin, M. S. Okorokov // *EPJ Web of Conferences*. – 2018. – V. 185. – P. 1022–1025.

A7. *Lyapilin, I. I.* Effect of Magnon–Magnon Drag on Spin-Wave Current in Metal/Magnetic-Insulator Structures / I. I. Lyapilin, M. S. Okorokov // *Fizika Metallov i Metallovedenie*. – 2018. – V. 119. – P. 1091–1095.

Lyapilin, I. I. Effect of Magnon–Magnon Drag on Spin-Wave Current in Metal/Magnetic-Insulator Structures / I. I. Lyapilin, M. S. Okorokov // *Physics of Metals and Metallography*. – 2018. – V. 119. – P. 1031–1035.

Список литературы

1. *Maekawa, S.* Concepts in spin electronics / S. Maekawa. – New York: Oxford University Press Inc., 2006. – 413 p.
2. *Ralph, D. C.* Spin transfer torques / D. C. Ralph, M. D. Stiles // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.* – 2008. – V. 320. – P. 1190.
3. Thermal spin-transfer torque in magnetoelectronic devices / M. Hatami, G. E. W. Bauer, Q. Zhang, P. J. Kelly // *Physical Review Letters.* – 2007. – V. 99(6). – P. 066603.
4. *Wegrowe, J. E.* Spin transfer from the point of view of the ferromagnetic degrees of freedom / J. E. Wegrowe // *Solid State Communications.* – 2010. – V. 150. – P. 519–523.
5. *Valet, T.* Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers / T. Valet, A. Fert // *Physical Review B.* – 1993. – V. 48. – P. 7099–7113.
6. *Takahashi, S.* Spin current in metals and superconductors / S. Takahashi, S. Maekawa // *Journal of the Physical Society of Japan.* – 2008. – V. 77. – P. 031009.
7. *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. Jr. Pratt // *Journal of Physics: Condensed Matter.* – 2007. – V. 19. – P. 183201.
8. Kittel, C. Introduction to Solid State Physics, 8th Edition / C. Kittel. – USA: John Wiley and Sons inc., 2005. – 406 p.
9. *Demokritov, S. O.* Brillouin light scattering studies of confined spin waves: linear and nonlinear confinement / S. O. Demokritov, B. Hillebrands, A. N. Slavin // *Physics Reports.* – 2001. – V. 348. – P. 441–489.

10. *Landau, L.* On the Theory of the Dispersion of Magnetic Permeability in Ferromagnetic Bodies / L. Landau, E. Lifshitz // *Physikalische Zeitschrift der Sowjetunion*. – 1935. – V. 8. – P. 153.
11. *Holstein, T.* Field Dependence of the Intrinsic Domain Magnetization of a Ferromagnet / T. Holstein, H. Primakoff // *Physical Review*. – 1940. – V. 58. – P. 1098.
12. Bose–Einstein condensation of quasi-equilibrium magnons at room temperature under pumping / S. O. Demokritov, V. E. Demidov, O. Dzyapko, G. A. Melkov, A. A. Serga, B. Hillebrands, A. N. Slavin // *Nature*. – 2006. – V. 443. – P. 430-433.
13. *Sanders, D.* Effect of magnon-phonon thermal relaxation on heat transport by magnons / D. Sanders, D. Walton // *Physical Review B*. – 1977. – V. 15. – P. 1489.
14. Magnon spin transport driven by the magnon chemical potential in a magnetic insulator / L. J. Cornelissen, K. J. H. Peters, G. E. W. Bauer, R. A. Duine, B. J. van Wees // *Physical Review B*. – 2016. – V. 94. – P. 014412.
15. Spintronics and Magnon Bose-Einstein Condensation / R.A. Duine, A. Brataas, S. A. Bender, Y. Tserkovnyak // *arXiv*. – 2015. – 1505.01329v1.
16. *Serga, A. A.* YIG magnonics / A. A. Serga, A. V. Chumak, B. Hillebrands // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2010. – V. 43. – P. 264002.
17. The building blocks of magnonics / B. Lenk, H. Ulrichs, F. Garbs, M. Munzenberg // *Physics Reports*. – 2011. – V. 507. – P. 107–136.
18. Low-damping spin-wave propagation in a micro-structured $\text{Co}_2\text{Mn}_{0.6}\text{Fe}_{0.4}\text{Si}$ Heusler waveguide / T. Sebastian, Y. Ohdaira, T. Kubota, P. Pirro, T. Bracher, K. Vogt, A. A. Serga, H. Naganuma, M. Oogane, Y. Ando, B. Hillebrands // *Applied Physics Letters*. – 2012. – V. 100. – P. 112402.
19. Interference of coherent spin waves in micron-sized ferromagnetic waveguides / P. Pirro, T. Brächer, K. Vogt, B. Obry, H. Schultheiss, B. Leven, B. Hillebrands // *Physica Status Solidi B*. – 2011. – V. 248(10). – P. 2404–2408.

20. Excitation of microwaveguide modes by a stripe antenna / V. E. Demidov, M. P. Kostylev, K. Rott, P. Krzysteczko, G. Reiss, S. O. Demokritov // *Applied Physics Letters*. – 2009. – V. 95. – P. 112509.
21. Mode selective parametric excitation of spin waves in a Ni₈₁Fe₁₉ microstripe / T. Bracher, P. Pirro, B. Obry, B. Leven, A. A. Serga, B. Hillebrands // *Applied Physics Letters*. – 2011. – V. 99. – P. 162501.
22. Optimization of Pt-based spin-Hall-effect spintronic devices / H. Ulrichs, V. E. Demidov, S. O. Demokritov, W. L. Lim, J. Melander, N. Ebrahim-Zadeh, S. Urazhdin // *Applied Physics Letters*. – 2013. – V. 102. – P. 132402.
23. Temporal evolution of inverse spin Hall effect voltage in a magnetic insulator-nonmagnetic metal structure / M. B. Jungfleisch, A. V. Chumak, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga, B. Obry, H. Schultheiss, P. A. Beck, A. D. Karenowska, E. Saitoh, B. Hillebrands // *Applied Physics Letters*. – 2011. – V. 99. – P. 182512.
24. Inverse spin Hall effect in nanometer-thick yttrium iron garnet/Pt system / O. d'Allivy Kelly, A. Anane, R. Bernard, J. B. Youssef, C. Hahn, A. H. Molpeceres, C. Carr et ero, E. Jacquet, C. Deranlot, P. Bortolotti, R. Lebourgeois, J. C. Mage, G. de Loubens, O. Klein, V. Cros, A. Fert // *Applied Physics Letters*. – 2013. – V. 103. – P. 082408.
25. Direct detection of magnon spin transport by the inverse spin Hall effect / A. V. Chumak, A. A. Serga, M. B. Jungfleisch, R. Neb, D. A. Bozhko, V. S. Tiberkevich, B. Hillebrands // *Applied Physics Letters*. – 2012. – V. 100. – P. 082405.
26. Improvement of the yttrium iron garnet/platinum interface for spin pumping-based applications / M. B. Jungfleisch, V. Lauer, R. Neb, A. V. Chumak, B. Hillebrands // *Applied Physics Letters*. – 2013. – V. 103. – P. 022411.
27. Spin Pumping by Parametrically Excited Exchange Magnons / C. W. Sandweg, Y. Kajiwara, A. V. Chumak, A. A. Serga, V. I. Vasyuchka, M. B. Jungfleisch, E. Saitoh, B. Hillebrands // *Physical Review Letters*. – 2011. – V. 106(21). – P. 216601.

28. The crystal structure and ferrimagnetism of yttrium-iron garnet, $Y_3Fe_2(FeO_4)_3$ / Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, J. Ohe, K. Uchida, M. Mizuguchi, H. Umezawa, H. Kawai, K. Ando, K. Takanashi, S. Maekawa, E. Saitoh // *Nature*. – 2010. – V. 464. – P. 262-266.
29. Long-distance transport of magnon spin information in a magnetic insulator at room temperature / L. J. Cornelissen, J. Liu, R. A. Duine, J. Ben Youssef, B. J. van Wees // *Nature Physics*. – 2015. – V. 11. – P. 1022–1026.
30. *Metselaar, R.* High-temperature electrical properties of yttrium iron garnet under varying oxygen pressures / R. Metselaar, P. K. Larsen // *Solid State Communications*. – 1974. – V. 15. – P. 291.
31. *Ando, K.* Dynamical generation of spin currents / K. Ando // *Semiconductor Science and Technology*. – 2014. – V. 29. – P. 043002.
32. *Geller, S.* The crystal structure and ferrimagnetism of yttrium-iron garnet, $Y_3Fe_2(FeO_4)_3$ / S. Geller, M. A. Gilleo // *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. – 1957. – V. 3. – P. 30.
33. Generation of coherent spin-wave modes in yttrium iron garnet microdiscs by spin-orbit torque / A. V. Chumak, A. A. Serga, M. B. Jungfleisch, R. Neb, D. A. Bozhko, V. S. Tiberkevich, B. Hillebrands // *Applied Physics Letters*. – 2012. – V. 100. – P. 082405.
34. *Berger, L.* Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current / L. Berger // *Physical Review B*. – 1996. – V. 54. – P. 9353.
35. *Slonczewski, J. C.* Current-driven excitation of magnetic multilayers / J. C. Slonczewski // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 1996. – V. 159. – P. L1.
36. *Berkov, D. V.* Current-driven excitation of magnetic multilayers / D. V. Berkov, J. Miltat // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2008. – V. 320. – P. 1238–1259.
37. *Beach, G. S. D.* Current-induced domain wall motion / G. S. D. Beach, M. Tsoi, J. L. Erskine // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2008. – V. 320. – P. 1272–1281.

38. *Tserkovnyak, Y.* Theory of current-driven magnetization dynamics in inhomogeneous ferromagnets / Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G. E. W. Bauer // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2008. – V. 320. – P. 1282–1292.
39. *Ohno, H.* Spin-transfer physics and the model of ferromagnetism in (Ga,Mn)As / H. Ohno, T. Dietl // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2008. – V. 320. – P. 1293–1299.
40. Current-induced torques in magnetic metals: Beyond spin-transfer / P. M. Haney, R. A. Duine, A. S. Núñez, A. H. MacDonald // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2008. – V. 320. – P. 1300–1311.
41. *Silva, T. J.* Developments in nano-oscillators based upon spin-transfer point-contact devices / T. J. Silva, W. H. Rippard // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2008. – V. 320. – P. 1260–1271.
42. Developments in nano-oscillators based upon spin-transfer point-contact devices / Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, J. Ohe, K. Uchida, M. Mizuguchi, H. Umezawa, H. Kawai, K. Ando, K. Takanashi, S. Maekawa, E. Saitoh // *Nature*. – 2010. – V. 464. – P. 262–266.
43. Enhancement of the spin pumping efficiency by spin wave mode selection / C. W. Sandweg, Y. Kajiwara, K. Ando, E. Saitoh, B. Hillebrands // *Applied Physics Letters*. – 2010. – V. 97. – P. 252504.
44. Temporal evolution of inverse spin Hall effect voltage in a magnetic insulator-nonmagnetic metal structure / M. B. Jungfleisch, A. V. Chumak, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga, B. Obry, H. Schultheiss, P. A. Beck, A. D. Karenowska, E. Saitoh, B. Hillebrands // *Applied Physics Letters*. – 2011. – V. 99. – P. 182512.
45. Spin Pumping at the Magnetic Insulator (YIG)/Normal Metal (Au) Interfaces / B. Heinrich, C. Burrowes, E. Montoya, B. Kardasz, E. Girt, Young-Yeal Song, Yiyan Sun, Mingzhong Wu // *Physical Review Letters*. – 2011. – V. 107. – P. 066604.

46. Improvement of the yttrium iron garnet/platinum interface for spin pumping-based applications / M. B. Jungfleisch, V. Lauer, R. Neb, A. V. Chumak, B. Hillebrands // *Applied Physics Letters*. – 2013. – V. 103. – P. 022411.
47. *Ando, K.* Spin Pumping Driven by Bistable Exchange Spin Waves / K. Ando, E. Saitoh // *Physical Review Letters*. – 2012. – V. 109. – P. 026602.
48. Spin mixing conductance at a well-controlled platinum/yttrium iron garnet interface / Z. Qiu, K. Ando, K. Uchida, Y. Kajiwara, R. Takahashi, H. Nakayama, T. An, Y. Fujikawa, E. Saitoh // *Applied Physics Letters*. – 2013. – V. 103. – P. 092404.
49. Spin transfer torque on magnetic insulators / X. Jia, K. Liu, K. Xia, G. E. W. Bauer // *Europhysics Letters*. – 2011. – V. 96. – P. 17005.
50. *Dyakonov, M. I.* Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors / M. I. Dyakonov, V. I. Perel // *Physics Letters*. – 1971. – V. 35. – P. 459.
51. *Hirsch, J. E.* Spin Hall Effect / J. E. Hirsch // *Physical Review Letters*. – 1999. – V. 83. – P. 1834.
52. *Zhang, S.* Spin Hall Effect in the Presence of Spin Diffusion / S. Zhang // *Physical Review Letters*. – 2000. – V. 85. – P. 393.
53. Transmission of electrical signals by spin-wave interconversion in a magnetic insulator / Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, J. Ohe, K. Uchida, M. Mizuguchi, H. Umezawa, H. Kawai, K. Ando, K. Takanashi, S. Maekawa, E. Saitoh // *Nature*. – 2010. – V. 464. – P. 262.
54. Inverse spin-Hall effect induced by spin pumping in metallic system / K. Ando, S. Takahashi, J. Ieda, Y. Kajiwara, H. Nakayama, T. Yoshino, K. Harii, Y. Fujikawa, M. Matsuo, S. Maekawa, E. Saitoh // *Journal of Applied Physics*. – 2011. – V. 109. – P. 103913.
55. *Valenzuela, S. O.* Direct electronic measurement of the spin Hall effect / S. O. Valenzuela, M. Tinkham // *Nature*. – 2006. – V. 442. – P. 176-179.

56. Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect / E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima, G. Tatara // *Applied Physics Letters*. – 2006. – V. 88. – P. 182509.
57. Room-Temperature Reversible Spin Hall Effect / T. Kimura, Y. Otani, T. Sato, S. Takahashi, S. Maekawa // *Physical Review Letters*. – 2007. – V. 98. – P. 156601.
58. Angular dependence of inverse spin-Hall effect induced by spin pumping investigated in a Ni₈₁Fe₁₉/Pt thin film / K. Ando, Y. Kajiwara, S. Takahashi, S. Maekawa, K. Takemoto, M. Takatsu, E. Saitoh // *Physical Review B*. – 2008. – V. 78. – P. 014413.
59. Detection of pure inverse spin-Hall effect induced by spin pumping at various excitation / H. Y. Inoue, K. Harii, K. Ando, K. Sasage, E. Saitoh // *Journal of Applied Physics*. – 2007. – V. 102. – P. 083915.
60. Room-Temperature Reversible Spin Hall Effect / T. Kimura, Y. Otani, T. Sato, S. Takahashi, S. Maekawa // *Physical Review Letters*. – 2007. – V. 98. – P. 156601.
61. Giant spin Hall effect in perpendicularly spin-polarized FePt/Au devices / T. Seki, Y. Hasegawa, S. Mitani, S. Takahashi, H. Imamura, S. Maekawa, J. Nitta, K. Takanashi // *Nature Materials*. – 2008. – V. 7. – P. 125.
62. Spatial imaging of the spin Hall effect and current-induced polarization in two-dimensional electron gases / V. Sih, R. C. Myers, Y. K. Kato, W. H. Lau, A. C. Gossard, D. D. Awschalom // *Nature Physics*. – 2005. – V. 1. – P. 31–35.
63. Observation of the spin Hall effect in semiconductors / Y. K. Kato, R. S. Myers, A. C. Gossard, D. D. Awschalom // *Science*. – 2004. – V. 306. – P. 1910.
64. Experimental Observation of the Spin-Hall Effect in a Two-Dimensional Spin-Orbit Coupled Semiconductor System / J. Wunderlich, B. Kaestner, J. Sinova, T. Jungwirth // *Physical Review Letters*. – 2005. – V. 94. – P. 047204.
65. *Smit, J.* The spontaneous hall effect in ferromagnetics II / J. Smit // *Physica (Utrecht)*. – 1958. – V. 24. – P. 39.

66. *Mott, N. F.* The Theory Of Atomic Collisions 1949 / N. F. Mott, H. S. W. Massey. – New Delhi: Gyan Books Pvt Ltd, 2016. – 406 p.
67. *Berger, L.* Influence of spin-orbit interaction on the transport processes in ferromagnetic nickel alloys, in the presence of a degeneracy of the 3d band / L. Berger // *Physica (Utrecht)*. – 1964. – V. 30. – P. 1141–1159.
68. *Murakami, S.* Dissipationless Quantum Spin Current at Room Temperature / S. Murakami, N. Nagaosa, S. C. Zhang // *Science*. – 2003. – V. 301. – P. 1348.
69. Universal Intrinsic Spin Hall Effect / J. Sinova, D. Culcer, Q. Niu, N. A. Sinitsyn, T. Jungwirth, A. H. MacDonald // *Physical Review Letters*. – 2004. – V. 92. – P. 126603.
70. *Jungwirth, T.* Anomalous Hall Effect in Ferromagnetic Semiconductors / T. Jungwirth, Q. Niu, A. H. MacDonald // *Physical Review Letters*. – 2002. – V. 88. – P. 207208.
71. *Jungwirth, T.* Spin Hall effect devices / T. Jungwirth, J. Wunderlich, K. Olejnik // *Nature Materials*. – 2012. – V. 11. – P. 382–390.
72. Spin Hall effect transistor / J. Wunderlich, B. G. Park, A. C. Irvine, L. P. Zarbo, E. Rozkotovr, P. Nemeč, V. Novak, J. Sinova, T. Jungwirth // *Science*. – 2010. – V. 330(6012). – P. 1801-1804.
73. Spin-injection Hall effect in a planar photovoltaic cell / J. Wunderlich, A. C. Irvine, J. Sinova, B. G. Park, L. P. Zarbo, X. L. Xu, B. Kaestner, V. Novak, T. Jungwirth // *Nature Physics*. – 2009. – V. 5. – P. 675–681.
74. Photoinduced inverse spin-Hall effect: Conversion of light-polarization information into electric voltage / K. Ando, M. Morikawa, T. Trypiniotis, Y. Fujikawa, C. H. W. Barnes, E. Saitoh // *Applied Physics Letters*. – 2010. – V. 96. – P. 082502.
75. Spin Seebeck insulator / K. Uchida, J. Xiao, H. Adachi, J. Ohe, S. Takahashi, J. Ieda, T. Ota, Y. Kajiwara, H. Umezawa, H. Kawai, G. E. W. Bauer, S. Maekawa, E. Saitoh // *Nature Materials*. – 2010. – V. 9. – P. 894–897.

76. Spin-current-driven thermoelectric coating / A. Kirihara, K. Uchida, Y. Kajiwara, M. Ishida, Y. Nakamura, T. Manako, E. Saitoh, S. Yorozu // *Nature Materials*. – 2012. – V. 11. – P. 686–689.
77. Spin-torque switching with the giant spin Hall effect of tantalum / L. Liu, C. F. Pai, Y. Li, H. W. Tseng, D. C. Ralph, R. A. Buhrman // *Science*. – 2012. – V. 336. – P. 555–558.
78. *Johnson, M.* Thermodynamic analysis of interfacial transport and of the thermomagnetolectric system / M. Johnson, R.H. Silsbee // *Physical Review B*. – 1987. – V. 35. – P. 4959.
79. *Bauer, G. E. W.* Spin caloritronics / G. E. W. Bauer, E. Saitoh, B. J. van Wees // *Nature Materials*. – 2012. – V. 11. – P. 391.
80. Tailoring laser-induced domain wall pinning / P.Möhrke, J.Rhensius, J.-U.Thiele, L.J.Heyderman, M.Kläui // *Solid State Communications*. – 2010. – V. 150. – P. 489–491.
81. Thermally driven spin injection from a ferromagnet into a non-magnetic metal / A. Slachter, F. L. Bakker, J-P. Adam, B. J. van Wees // *Nature Physics*. – 2010. – V. 6. – P. 879–882.
82. Direct observation of the spin-dependent Peltier effect / J. Flipse, F. L. Bakker, A. Slachter, F. K. Dejene, B. J. van Wees // *Nature Nanotechnology*. – 2012. – V. 7. – P. 166–168.
83. Thermal spin current from a ferromagnet to silicon by Seebeck spin tunnelling / J.-C. Le Breton, S. Sharma, H. Saito, S. Yuasa, R. Jansen // *Nature*. – 2011. – V. 475. – P. 82–85.
84. Observation of the Magnon Hall Effect / Y. Onose, T. Ideue, H. Katsura, Y. Shiomi, N. Nagaosa, Y. Tokura // *Science*. – 2010. – V. 329. – P. 297.
85. Observation of the spin Seebeck effect / K. Uchida, S. Takahashi, K. Harii, J. Ieda, W. Koshibae, K. Ando, S. Maekawa, E. Saitoh // *Nature*. – 2008. – V. 455. – P. 778.

86. Electric detection of the spin-Seebeck effect in ferromagnetic metals (invited) / K. Uchida, T. Ota, K. Harii, K. Ando, H. Nakayama, E. Saitoh // *Journal of Applied Physics*. – 2010. – V. 107. – P. 09A951.
87. Theory of magnon-driven spin Seebeck effect / J. Xiao, G. E. W. Bauer, K. Uchida, E. Saitoh, S. Maekawa // *Physical Review B*. – 2010. – V. 81. – P. 214418.
88. Spin-Seebeck effects in Ni₈₁Fe₁₉/Pt films / K. Uchida, T. Ota, K. Harii, S. Takahashi, S. Maekawa, Y. Fujikawa, E. Saitoh // *Solid State Communications*. – 2010. – V. 150. – P. 524.
89. Observation of the spin-Seebeck effect in a ferromagnetic semiconductor / C. M. Jaworski, J. Yang, S. Mack, D. D. Awschalom, J. P. Heremans, R. C. Myers // *Nature Materials*. – 2010. – V. 9. – P. 898.
90. Observation of longitudinal spin-Seebeck effect in magnetic insulators / K. Uchida, H. Adachi, T. Ota, H. Nakayama, S. Maekawa, E. Saitoh // *Applied Physics Letters*. – 2010. – V. 97. – P. 172505.
91. Observation of the spin Seebeck effect in epitaxial Fe₃O₄ thin films / R. Ramos, T. Kikkawa, K. Uchida, H. Adachi, I. Lucas, M. H. Aguirre, P. Algarabel, L. Morellón, S. Maekawa, E. Saitoh, M. R. Ibarra // *Applied Physics Letters*. – 2013. – V. 102. – P. 072413.
92. Longitudinal spin Seebeck effect in various garnet ferrites / K. Uchida, T. Nonaka, T. Kikkawa, Y. Kajiwara, E. Saitoh // *Physical Review B*. – 2013. – V. 87. – P. 104412.
93. Giant spin Seebeck effect in a non-magnetic material / C. M. Jaworski, R. C. Myers, E. Johnston-Halperin, J. P. Heremans // *Nature*. – 2012. – V. 487. – P. 210.
94. Spin-Seebeck like signal in ferromagnetic bulk metallic glass without platinum contacts / H. Jin, Z. Yang, R. C. Myers, J. P. Heremans // *Solid State Communications*. – 2014. – V. 198. – P. 40.

95. Spin Seebeck effect in thin films of the Heusler compound Co_2MnSi / S. Bosu, Y. Sakuraba, K. Uchida, K. Saito, T. Ota, E. Saitoh, K. Takanashi // *Physical Review B*. – 2011. – V. 83. – P. 224401.
96. Spin-Seebeck Effect: A Phonon Driven Spin Distribution / C. M. Jaworski, J. Yang, S. Mack, D. D. Awschalom, R. C. Myers, J. P. Heremans // *Physical Review Letters*. – 2011. – V. 106. – P. 186601.
97. Longitudinal spin-Seebeck effect in sintered polycrystalline $(\text{Mn,Zn})\text{Fe}_2\text{O}_4$ / K. Uchida, T. Nonaka, T. Ota, E. Saitoh // *Applied Physics Letters*. – 2010. – V. 97. – P. 262504.
98. Linear-response theory of spin Seebeck effect in ferromagnetic insulators / H. Adachi, J. Ohe, S. Takahashi, S. Maekawa // *Physical Review B*. – 2011. – V. 83. – P. 094410.
99. Gigantic enhancement of spin Seebeck effect by phonon drag / H. Adachi, K. Uchida, E. Saitoh, J. Ohe, S. Takahashi, S. Maekawa // *Applied Physics Letters*. – 2010. – V. 97. – P. 252506.
100. Thermal spin pumping and magnon-phonon-mediated spin-Seebeck effect / K. Uchida, T. Ota, H. Adachi, J. Xiao, T. Nonaka, Y. Kajiwara, G. E. W. Bauer, S. Maekawa, E. Saitoh // *Journal of Applied Physics*. – 2012. – V. 111. – P. 103903.
101. *Boona, S. R.* Magnon thermal mean free path in yttrium iron garnet / S. R. Boona, J. P. Heremans // *Physical Review B*. – 2014. – V. 90. – P. 064421.
102. *Awschalom, D. D.* Challenges for semiconductor spintronics / D. D. Awschalom, M. E. Flatté // *Nature Physics*. – 2007. – V. 3. – P. 153.
103. *Plant, J. S.* Spinwave dispersion curves for yttrium iron garnet / J. S. Plant // *Journal of Physics C: Solid State Physics*. – 1977. – V. 10. – P. 4805.
104. Effect of the magnon dispersion on the longitudinal spin Seebeck effect in yttrium iron garnets / H. Jin, S. R. Boona, Z. Yang, R. C. Myers, J. P. Heremans // *Physical Review B*. – 2015. – V. 92. – P. 054436.

105. Direct Measurement of Magnon Temperature: New Insight into Magnon-Phonon Coupling in Magnetic Insulators / M. Agrawal, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga, A. D. Karenowska, G. A. Melkov, B. Hillebrands // *Physical Review Letters*. – 2013. – V. 111. – P. 107204.
106. *Tikhonov, K. S.* Spectral non-uniform temperature and non-local heat transfer in the spin Seebeck effect / K. S. Tikhonov, J. Sinova, A. M. Finkel'stein // *Nature Communications*. – 2013. – V. 4. – P. 1945.
107. Separation of longitudinal spin Seebeck effect from anomalous Nernst effect: Determination of origin of transverse thermoelectric voltage in metal/insulator junctions / T. Kikkawa, K. Uchida, S. Daimon, Y. Shiomi, H. Adachi, Z. Qiu, D. Hou, X.-F. Jin, S. Maekawa, E. Saitoh // *Physical Review B*. – 2013. – V. 88. – P. 214403.
108. *Plant, J. S.* 'Pseudo-acoustic' magnon dispersion in yttrium iron garnet / J. S. Plant // *Journal of Physics C*. – 1983. – V. 16. – P. 7037.
109. Length Scale of the Spin Seebeck Effect / A. Kehlberger, U. Ritzmann, D. Hinzke, E.-J. Guo, J. Cramer, G. Jakob, M. C. Onbasli, D. H. Kim, C. A. Ross, M. B. Jungfleisch, B. Hillebrands, U. Nowak, M. Kläui // *Physical Review Letters*. – 2015. – V. 115. – P. 096602.
110. Magnon spin-current theory for the longitudinal spin-Seebeck effect / S. M. Rezende, R. L. Rodríguez-Suárez, R. O. Cunha, A. R. Rodrigues, F. L. A. Machado, G. A. Fonseca Guerra, J. C. Lopez Ortiz, A. Azevedo // *Physical Review B*. – 2014. – V. 89. – P. 014416.
111. Electrically tunable spin injector free from the impedance mismatch problem / K. Ando, S. Takahashi, J. Ieda, H. Kurebayashi, T. Trypiniotis, C. H. W. Barnes, S. Maekawa, E. Saitoh // *Nature Materials*. – 2011. – V. 10. – P. 655–659.
112. Dc effect in ferromagnetic resonance: Evidence of the spin-pumping effect / A. Azevedo, L. H. Vilela Leão, R. L. Rodriguez-Suarez, A. B. Oliveira, S. M. Rezende // *Journal of Applied Physics*. – 2005. – V. 97. – P. 10C715.

113. *Rashba, E. I.* Theory of electrical spin injection: Tunnel contacts as a solution of the conductivity mismatch problem / E. I. Rashba // *Physical Review B*. – 2000. – V. 62. – P. R16267(R).
114. Room-Temperature Spin Injection from Fe into GaAs / H. J. Zhu, M. Ramsteiner, H. Kostial, M. Wassermeier, H.-P. Schönherr, K. H. Ploog // *Physical Review Letters*. – 2001. – V. 87. – P. 016601.
115. Electrical spin-injection into silicon from a ferromagnetic metal/tunnel barrier contact / B. T. Jonker, G. Kioseoglou, A. T. Hanbicki, C. H. Li, P. E. Thompson // *Nature Physics*. – 2007. – V. 3. – P. 542–546.
116. Electrical Detection of Spin Accumulation at a Ferromagnet-Semiconductor Interface / X. Lou, C. Adelman, M. Furis, S. A. Crooker, C. J. Palmstrøm, P. A. Crowell // *Physical Review Letters*. – 2006. – V. 96. – P. 176603.
117. *Rashba, E. I.* Combined Resonance in Semiconductors / E. I. Rashba // *Physics Uspekhi*. – 1965. – V. 7. – P. 823–836.
118. *Roĭtsin, A. B.* Reviews of Topical Problems: Electric Effects in Paramagnetic Resonance / A. B. Roĭtsin // *Soviet Physics Uspekhi*. – 1972. – V. 14(6). – P. 766.
119. *Kalashnikov, V. P.* Interaction of conduction electrons with an external electromagnetic in the gage-invariant theory of combined resonance / V. P. Kalashnikov // *Theoretical and Mathematical Physics*. – 1974. – V. 18. – P. 76–84.
120. *Kalashnikov, V. P.* Nonlinear theory of combined resonance and polarization of nuclei in semiconductors with the CdS lattice / V. P. Kalashnikov, I. I. Lyapilin // *Theoretical and Mathematical Physics*. – 1974. – V. 18. – P. 194-203.
121. *Lyapilin, I. I.* Spin effects induced by thermal perturbation in a normal metal/magnetic insulator system / I. I. Lyapilin, M. S. Okorokov, V. V. Ustinov // *Physical Review B*. – 2015. – V. 91. – P. 195309.
122. *Overhauser, A. W.* Paramagnetic Relaxation in Metals / A. W. Overhauser // *Physical Review*. – 1953. – V. 89. – P. 689.

123. *Al'tshuler, S. A.* Reviews of Topical Problems: Paramagnetic Absorption of Sound / S. A. Al'tshuler, B. I. Kochelaev, A. M. Leushin // *Soviet Physics Uspekhi*. – 1962. – V. 4(6). – P. 880.
124. *Mikoshiba, N.* Ultrasonic spin resonance in metals / N. Mikoshiba // *Physics Letters*. – 1964. – V. 12. – P. 289–290.
125. Long-range spin Seebeck effect and acoustic spin pumping / K. Uchida, H. Adachi, T. An, T. Ota, M. Toda, B. Hillebrands, S. Maekawa, E. Saitoh // *Nature Materials*. – 2011. – V. 10. – P. 737–741.
126. Thermodynamic description of heat and spin transport in magnetic nanostructures / L. Gravier, S. S.–Guisan, F. Reuse, J.–Ph. Ansermet // *Physical Review B*. – 2006. – V. 73. – P. 024419.
127. *Bauer, G. E. W.* Spin caloritronics / G. E. W. Bauer, E. Saitoh, B. J. van Wees // *Nature Materials*. – 2012. – V. 11. – P. 391–399.
128. Thermoelectric effects in magnetic nanostructures / M. Hatami, G. E. W. Bauer, Q. Zhang, P. J. Kelly // *Physical Review B*. – 2009. – V. 79. – P. 174426.
129. Theory of spin transport induced by a temperature gradient / Y. Takezoe, K. Hosono, A. Takeuchi, G. Tatara // *Physical Review B*. – 2010. – V. 82. – P. 094451.
130. Theory of the spin Seebeck effect / H. Adachi, K. Uchida, E. Saitoh, S. Maekawa // *Reports on Progress in Physics*. – 2013. – V. 76. – P. 036501.
131. *Kubo, R.* Statistical-Mechanical Theory of Irreversible Processes. II. Response to Thermal Disturbance / R. Kubo, M. Yokota, S. Nakajima // *Journal of the Physical Society of Japan*. – 1957. – V. 12. – P. 1203-1211.
132. *Luttinger, J. M.* Theory of Thermal Transport Coefficients / J. M. Luttinger // *Physical Review*. – 1964. – V. 135. – P. A1505.
133. *Onsager, L.* Reciprocal Relations in Irreversible Processes. I. / L. Onsager // *Physical Review*. – 1931. – V. 37. – P. 405.

134. *Onsager, L.* Reciprocal Relations in Irreversible Processes. II. / L. Onsager // *Physical Review*. – 1931. – V. 38. – P. 2265.
135. *Green, H. S.* Theories of Transport in Fluids / H. S. Green // *Journal of Mathematical Physics*. – 1961. – V. 2. – P. 344.
136. *Зубарев, Д. Н.* Экстремальные свойства неравновесного статистического оператора / Д. Н. Зубарев, В. П. Калашников // *Теоретическая и математическая физика*. – 1969. – Т. 1. – С. 137.
137. *Зубарев, Д. Н.* Построение статистических операторов для неравновесных процессов / Д. Н. Зубарев, В. П. Калашников // *Теоретическая и математическая физика*. – 1970. – Т. 3. – С. 126.
138. *Holstein, T.* Field Dependence of the Intrinsic Domain Magnetization of a Ferromagnet / T. Holstein, H. Primakoff // *Physical Review*. – 1940. – V. 58. – P. 1098.
139. *Safonov, V. L.* Nonequilibrium Magnons: Theory, Experiment and Applications / V. L. Safonov. – Weinheim: WILEY-VCH Verlag GmbH and Co. KGaA, 2013. – 190 p.
140. *Takahashi, S.* Spin current, spin accumulation and spin Hall effect / S. Takahashi, S. Maekawa // *Science and Technology of Advanced Materials*. – 2008. – V. 9. – P. 014105.
141. *Биккин, Х. М.* Кинетика парамагнитного резонанса и релаксации в проводящих кристаллах: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.02 / Биккин Халид Мирхасанович. – Свердловск, 1974. – 150 с.
142. *Рашба, Э. И.* Комбинированный резонанс в полупроводниках / Э. И. Рашба // *Успехи физических наук*. – 1964. – Т. 84. – С. 557–578.
143. *Ketterson, J. B.* de Haas-van Alphen Effect in Platinum / J. B. Ketterson, L. R. Windmiller // *Physical Review B*. – 1970. – V. 2. – P. 4813.