

На правах рукописи

Окороков Михаил Сергеевич

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

Специальность 01.04.11 —  
Физика магнитных явлений

Автореферат  
диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Екатеринбург — 2018

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук (ИФМ УрО РАН)

Научный руководитель: **Ляпилин Игорь Иванович**  
д.ф.-м.н., профессор, главный научный сотрудник лаборатории квантовой наноспинтроники ИФМ УрО РАН, г. Екатеринбург.

Официальные оппоненты: **Медведев Михаил Владимирович**,  
д.ф.-м.н., профессор, главный научный сотрудник лаборатории теоретической физики ФГБУН Института электрофизики Уральского отделения Российской академии наук (ИЭФ УрО РАН), г. Екатеринбург.

**Митрофанов Валентин Яковлевич**,  
д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник лаборатории статической и кинетики процессов Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института металлургии Уральского отделения Российской академии наук (Имет УрО РАН), г. Екатеринбург.

Ведущая организация: ФГБОУ ВО «Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова» (МГУ), г. Москва.

Защита состоится 14 декабря 2018 г. в 11:00 часов на заседании диссертационного совета Д 004.003.01 на базе ИФМ УрО РАН по адресу: 620108, г. Екатеринбург, ул. С.Ковалевской, 18.

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

Автореферат разослан « » \_\_\_\_\_ 2018 года.

Ученый секретарь  
диссертационного совета  
Д 004.003.01, д.ф.-м.н.

Чарикова Татьяна Борисовна

## Общая характеристика работы

**Актуальность темы.** Продолжающаяся миниатюризация компонентов электронных устройств рано или поздно приведет к стагнации развития электроники, ввиду нарастающего негативного влияния термических и квантовых эффектов. Выходом из сложившейся ситуации должны стать качественно новые технологии. Один из возможных путей к ним можно связать с отказом от использования зарядовых токов в пользу спиновых, позволяющих не только обрабатывать больше информации, но и способных перетекать без переноса массы в форме спиновых волн. Исследованием спинового токопереноса занимается спинтроника.

Одной из центральных задач спинтроники является изучение возможности управления транспортными свойствами конденсированных сред с помощью использования спиновых степеней свободы. Генерация спинового тока возможна различными методами: оптическими, магнитными и, что особенно важно для применения в различного рода приборах, с помощью электрического тока.

Оказалось, что термические возмущения также могут приводить к спиновым эффектам. Первым из них, открывшим новое направление в спинтронике - влияние термических возмущений на спины, был спиновый эффект Зеебека (СЭЗ). Затем были открыты спиновые эффекты Нерста, Пельте и другие.

Между спиновыми эффектами, реализующимися под действием электрического и неоднородного температурного полей есть много общего. Так в спинтронике возникло новое направление - спинкалоритроника. Изучение СЭЗ в непроводящих магнетиках гетероструктур немагнитный проводник/магнитный изолятор показало, что этот эффект не может быть описан в рамках стандартных подходов к термоэлектрическим эффектам. 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 (спиновой волной), основу которого составляют возбуждения подсистемы локализованных спинов (магноны). Таким образом, в отличие от проводящих кристаллов,

в непроводящем магнетике мы имеем новый тип спинового тока спин-волновой.

Теоретическое описание спиновых эффектов в непроводящих магнитных материалах в условиях термического возмущения в основном сводится к рассмотрению эволюции подсистемы локализованных моментов, динамика которых моделируется феноменологическим уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта с учетом термических флуктуаций. Что касается динамики спиновой плотности в немагнитном материале, то она описывается уравнением Блоха с феноменологическими частотами релаксации спинов. Спиновый ток определялся как усредненное значение скорости изменения спиновой плотности в немагнитном материале.

Изучение спин-термических эффектов требует корректного описания температурного возмущения. Универсальную схему построения отклика слабонераспределенных систем на возмущения механического и термического типов дает метод неравновесного статистического оператора (НСО) и его модификации, которые используют представление НСО в виде функционала от локально равновесного распределения.

**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 магнетонного увлечения, необходимый для объяснения усиления спин-термической проводимости при низких температурах.

**Задачи**, решенные для достижения 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 проанализировать систему макроскопических уравнений динамики плотностей импульса магнонных («термической» и «когерентной») и фононной подсистем.
5. В рамках каждой модели рассмотреть случай однородных в пространстве подсистем (электронной, магнонной (-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 магнонов вблизи интерфейса. На рас-

пространение спин-волнового тока в ферромагнетике влияют как градиенты температур и химического потенциала магнов, так и разность температур магнонной 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 при-

чины 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 экспериментальных 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, связан-

ных 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 Международный симпозиум «Нанозифика и нанозлектроника», 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» (BICMM-2016), Иркутск, (август, 2016); XXII Международный симпозиум «Нанозифика и нанозлектроника», 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.

## Содержание работы

**Во введении** говорится об актуальности данной работы, разъясняется ряд основных понятий и описываются наиболее важные эффекты, изучаемые в рамках спинтроники и спин-калоритроники.

Генерация и детектирование спиновых токов являются достаточно сложными задачами. В настоящее время для этого как правило используют методы, основанные на прямом и обратном спиновых эффектах Холла.

Одной из самых распространенных структур для изучения спиновых явлений служит Pt/YIG/Pt. Носителями спина в ней являются электроны проводимости в Pt и спиновые волны в ферромагнитном изоляторе YIG. Для возбуждения спин-волнового тока в таких структурах требуется создать неравновесное распределение магнонов. Такое распределение может быть



сформировано, например, в результате неупругого рассеяния электронов проводимости на локализованных магнитных центрах близ интерфейса структуры. Если при этом тем или иным способом будет создано спин-поляризованное распределение в системе электронов проводимости немагнитного металла (спиновая аккумуляция), то доминирование в актах неупругого рассеяния электронов на локализованных магнитных моментах процессов с рождением магнонов (над процессами аннигиляции) создаст необходимое для формирования спин-волнового тока распределение магнонов. Как правило, для создания спиновой аккумуляции применяется спиновый эффект Холла, эффективность которого зависит от величины спин-орбитального взаимодействия в системе электронов проводимости.

Среди методов реализации спиновой аккумуляции близ интерфейса, усиливающих сигнал SSE, можно применять и резонансные. Так, возбуждение ферромагнитного резонанса в магнитной подсистеме структуры Pt/YIG позволяет получать электронный спиновый ток. Представляет интерес изучить 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. Связывая кинетическую (трансляционную) и спиновую подсистемы электронов проводимости, спин-орбитальное взаимодействие можно рассматривать как канал, дающий возможность возбуждения спиновых переходов электрической компонентой электромагнитного поля, а орбитальных переходов - магнитной компонентой. Резонанс такого типа известен, как комбинированный резонанс Рашбы.

Среди других возмущений, приводящих к резонансному воздействию, следует указать и на взаимодействие электронов проводимости с полем звуковой волны. Оно также способно вызвать спиновый ток. Среди различных механизмов, ответственных за спиновое поглощение ультразвука свободными электронами кристаллов можно указать следующие: 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; моду-

ляция звуком спин-орбитального взаимодействия электронов с решеткой. Резонанс возникает как при совпадении частоты звука с частотой прецессии спина, так и на других частотах, представляющих собой линейные комбинации зеемановской и циклотронной частот.

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. Различие в значениях дрейфовых скоростей у подсистем (потоков) может приводить к реализации эффекта увлечения - передачи импульса от магнитной подсистемы в решетку и наоборот. Проявлением эффекта магнон-фононного увлечения можно считать немонотонную температурную зависимость спинового коэффициента Зеебека при низких температурах, наблюдавшаяся в ряде соединений. Однако, последние исследования температурной зависимости теплопроводности кристаллов YIG показывают отсутствие доминирующей роли магнон-фононной связи в подобных системах.

Теоретический анализ эффекта увлечения в таких структурах, наряду с «термическими», требует принимать во внимание наличие и дополнительные, «когерентных», магнонов, инжектируемых в диэлектрик из (полу-)проводника и взаимодействия между ними.

**Первая глава** посвящена описанию метода «Неравновесного Статистического Оператора» (НСО) - квантового подхода к неравновесной статистической физике. Показано как на основе идеи оператора квазиравновесного распределения  $\rho_q(t)$ , зависящего от макроскопических величин  $\langle P_i \rangle_t$  и дающего точные выражения для средних на больших временах:

$$\rho_q(t) = \rho_q(\langle P_1 \rangle_t, \langle P_2 \rangle_t, \dots, \langle P_N \rangle_t) \quad \langle P_n \rangle_t \equiv Sp \{ P_n \rho(t) \} = Sp \{ P_n \rho_q(t) \} \quad (1)$$

получить общее выражение для НСО. В основе метода лежит оператор неравновесной энтропии - элемент объединения в данной теории квантовомеханического (операторы наблюдаемых  $P_i$ ) и термодинамического (функции  $F_i(t)$ , термодинамически сопряженные к  $P_i$ ) описания:

$$S(t) = \ln \left( Sp \left\{ \exp \left( - \sum_{x=1}^N P_x F_x(t) \right) \right\} \right) + \sum_{x=1}^N P_x F_x(t) \quad (2)$$

Приведен вывод линейной формы НСО для случая малых отклонений макрореличин  $F_i(t)$  от термодинамически равновесных значений:

$$\begin{aligned} \rho(t) \approx & e^{-S_0} - \int_0^1 e^{-S_0\lambda} \delta S(t) e^{-S_0(1-\lambda)} d\lambda + \\ & + \int_{-\infty}^0 dt_1 e^{\varepsilon t_1} e^{iL t_1} \int_0^1 d\lambda e^{-S_0\lambda} \left( \frac{d}{dt_1} + iL \right) \delta S(t+t_1) e^{-S_0(1-\lambda)} d\lambda \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $S_0$ ,  $\delta S$  - операторы равновесной и отклонения от нее энтропии соответственно.

**Вторая глава** посвящена изучению спиновых токов в модели состоящей из двух частей (рисунок 1): однородной в пространстве, и содержащей свободные электроны (нормальный металл ( $NM$ )), а так же протяженной в пространстве и включающей локализованные магнитные моменты (магноны), равные постоянной Планка (непроводящий ферромагнетик ( $FI$ )) вместе с фононами (колебаниями решетки).

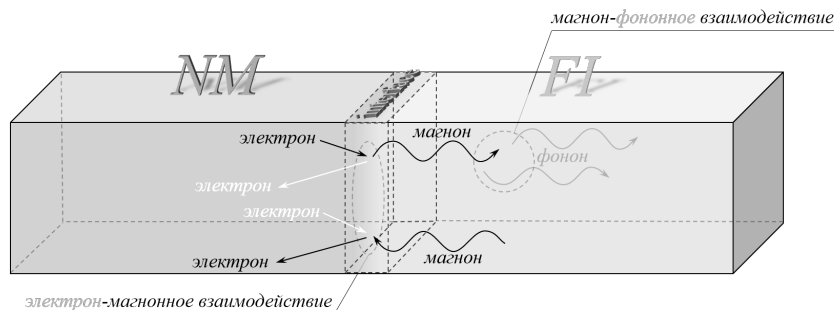


Рис. 1 — Изучаемая модель металл/ферромагнитный диэлектрик и процессы переноса магнонов через интерфейс и вдоль магнетика.

Вводится понятие спинового тока, заключающееся в изменении во времени среднего значения плотности спина:

$$\left\langle \dot{S}_z(\vec{r}) \right\rangle_t = -\vec{\nabla} \vec{I}_s(\vec{r}, t) + Q_s(\vec{r}, t) \quad (4)$$

Правая часть этого равенства включает два типа слагаемых. Первый - диффузионные, имеющие форму градиента потока спина  $\vec{I}_s(\vec{r}, t)$ , протекающего внутри одной из подсистем (в данной работе вдоль ферромагнетика). Второй

включает релаксационные процессы  $Q_s(\vec{r}, t)$ , связанные с недиффузионными типами взаимодействий, такими как релаксация на интерфейсе и взаимодействие с фононами.

Взаимодействия, отвечающие за динамику системы, учитывались только между магнонами со спинами электронов (рассеяние на интерфейсе) и фононами (рассеяние на решетке). Неравновесность по собственному моменту между  $(NM)$  и  $(FI)$  учтена введением разных для электронных спинов  $(NM)$  «вверх» и «вниз» химических потенциалов.

Предполагалось, что температурный градиент наложен только на  $(FI)$  подсистему,  $(NM)$  же характеризуется единым средним значением. Такое разделение 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 (приближение эффективных параметров).

В рамках данного приближения было принято, что неравновесные температуры спиновой  $T_s^e$  и кинетической  $T_k^e$  подсистем электронов вместе с локальными значениями 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  $T = 1/\beta$  лишь на малые величины  $\delta T_i^j(\vec{r}, t) = 1/\delta\beta_i^j(\vec{r}, t)$ :

$$T_i^j(\vec{r}, t) = T + \delta T_i^j(\vec{r}, t), \quad i = k, s; \quad j = e, m, p. \quad (5)$$

Гамильтониан рассматриваемой системы включает следующие слагаемые: кинетической  $H_k$  и зеемановской  $H_s$  энергии электронов, обменной  $H_{mm}$  и энергий взаимодействия с внешним полем  $H_m$ , со спинами электронов  $H_{ms}$  и с фононами  $H_{mp}$  для магнитной подсистемы и, наконец, для фононной  $H_p$ .

Макроскопические уравнения для операторов плотностей спина получены усреднением с неравновесным статистическим оператором, явный вид которого найден из теории НСО. В линейном приближении по термическим возмущениям оператор энтропии был записан в виде суммы равновесной  $S_0$  и малой к ней добавки  $\delta S(t)$ , отвечающей за потоки:

$$\begin{aligned}
S(t) &= S_0 + \delta S(t) & S_0 &= \Phi_0 + \beta(H - \mu_0 N) \\
\delta S(t) &= \Delta(\delta\beta_s^e H_s + \delta\beta_k^e H_k + (\delta\beta_s^e + \delta\beta_k^e) H_{ms} - \beta\delta\mu^\alpha N^\alpha + \\
&+ \int d\vec{r}(\delta\beta_s^m(\vec{r},t) H_m(\vec{r}) + (\delta\beta_s^m(\vec{r},t) + \delta\beta_k^m(\vec{r},t)) H_{ms}(\vec{r}) + \\
&+ \delta\beta_k^m(\vec{r},t) (H_{mm}(\vec{r}) + H_{mp}(\vec{r})) - \\
&- \beta\mu^m(\vec{r},t) N^m(\vec{r}) + \delta\beta^p(\vec{r},t) (H_p(\vec{r}) + H_{mp}(\vec{r})))
\end{aligned} \tag{6}$$

Построенная система линейных дифференциальных уравнений для средних электронного  $\dot{s}_z$  и плотности магнитного  $\dot{S}_z(\vec{r})$  спиновых токов вместе с энергией фононов имеет вид:

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} \langle s_z \rangle_t = -M_{me}^{m,m}(t) \\ \frac{d}{dt} \langle S_z(\vec{r}) \rangle_t = D_{mm}^{m,m}(\vec{r},t) + M_{me}^{m,m}(\vec{r},t) + M_{mp}^{m,mm}(\vec{r},t) \\ \frac{d}{dt} \langle H_p(\vec{r}) \rangle_t = D_{pp}^{p,p}(\vec{r},t) - M_{mp}^{m,mm}(\vec{r},t) \end{cases} \tag{7}$$

$$D_{\alpha\alpha}^{\alpha,\alpha}(\vec{r},t) = - \int d\vec{r}' dt' e^{\varepsilon t'} \vec{D}^{\alpha,\alpha}(\vec{r},\vec{r}',t') \vec{\nabla}(\beta_s^\alpha(\vec{r}',t+t'))$$

$$M_\gamma^{\alpha,\beta}(\vec{r},t) = \int d\vec{r}' dt' e^{\varepsilon t'} L_\gamma^{\alpha,\beta}(\vec{r},\vec{r}',t') \left( \delta\beta_{ss}^{\alpha\beta}(\vec{r}',t+t') + \frac{\beta}{\hbar\omega_m} \mu_s(t+t') \right)$$

$$M_\gamma^{\alpha,\beta}(t) = \int d\vec{r} M_\gamma^{\alpha,\beta}(\vec{r},t) \quad (A,B) = \int_0^1 Sp \left\{ A \rho_0^\lambda B \rho_0^{(1-\lambda)} \right\} d\lambda$$

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

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

Система (7) учитывает пространственную неоднородность температурных полей, химического потенциала, и решает задачу описания поведения спиновых токов в рассмотренной модели.

Анализ (7) показал, что скорость изменения полного момента системы электронов проводимости  $\frac{d}{dt} \langle s_z \rangle_t$  зависит от разности спиновых температур

электронной и магнонной (значения температуры вблизи интерфейса) подсистем  $\delta\beta_{ss}^{me}(\vec{r}', t + t')$ , что говорит о возможности путем спинового нагрева одной из них получать перетекание момента в соседнюю. Спиновая аккумуляция в электронной подсистеме  $\mu_s(t + t')$  в сумме с химическим потенциалом магнонов вблизи интерфейса  $\mu^m(\vec{r}', t + t')$  тоже влияют на величину и направление потока момента. Все эти слагаемые составляют основу описания эффектов спинового пампинга и спин-торк эффекта.

Выражение для скорости изменения плотности спина в подсистеме ферромагнитного изолятора  $\frac{d}{dt}\langle S_z(\vec{r}) \rangle_t$  отличается от предыдущего уравнения наличием диффузионных потоков. Указанные потоки 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  $\vec{D}^{\alpha,\beta}(\vec{r}, \vec{r}', t')$ .

Последним фактором, влияющим на магнонный ток, как протекающий в ферромагнетике (суть кинетическую, диффузионную, его составляющую) выступают фононы. Величина их воздействия определяется величиной  $L_{mp}^{m,mm}(\vec{r}, \vec{r}', t')$  и пропорциональна разнице кинетических температур магнонной и фононной подсистем  $\delta\beta_k^{mp}(\vec{r}', t + t')$ . Магнон-фононное взаимодействие является одной из возможных причин проявления эффектов магнонного увлечения.

Рассмотрение пространственно однородного случая системы (7) позволило найти выражения для обратных времен (частот) релаксации:

$$\omega_{\gamma;\eta}^{\alpha,\beta} = \frac{1}{C_{\beta_s^\eta}^{H_\eta}} \int_{-\infty}^0 dt' e^{\varepsilon t'} \left( \dot{H}_{\alpha,\gamma}(\vec{r}), \dot{H}_{\beta,\gamma}(\vec{r}', t') \right), \quad (8)$$

обусловленных различными взаимодействиями между рассматриваемыми подсистемами.

**Третья глава** посвящена изучению впервые предложенного в диссертационной работе метода динамической генерации спин-волнового тока, основанного на влиянии резонансного возбуждения электронов проводимости внешними полями (электрическим или полем звуковой волны) в системе полупроводник/магнитный диэлектрик на генерацию спин-волнового тока в

непроводящем ферромагнетике. В основе метода лежит явление комбинированного резонанса Рашбы.

Исследуемая модель аналогична описанной в главе 2. Резонансное возмущение электронов проводимости обусловлено их дополнительным взаимодействием с переменным внешним полем  $H_{ef}(t)$  при учете спин-орбитального взаимодействия  $H_{ks}$ .

Теоретическое описание комбинированного резонанса Рашбы основано на малости  $H_{ks}$ , что позволяет построить «новый» эффективный гамильтониан путем канонического преобразования исходного. Результат преобразования – устранение взаимодействия спиновых и кинетических степеней свободы электронов в линейном приближении по  $H_{ks}$ .

С учетом того, что резонансный переход реализуется в спиновой подсистеме, оператор энтропии  $S(t)$  (и равновесной энтропии  $S_0$ ) записывается в виде:

$$\begin{aligned}
S(t) &= \Phi(t) + \beta_s^e (H_s + H_{ms} - \mu N) + \int_{\vec{r} \in FI} d\vec{r} (\beta^p(\vec{r}, t) (H_p(\vec{r}) + H_{mp}(\vec{r})) + \\
&+ \beta_s^m(\vec{r}, t) (H_m(\vec{r}) + H_{mm}(\vec{r}) + H_{ms}(\vec{r}) + H_{mp}(\vec{r}))) \quad (9) \\
S_0 &= \Phi_0 + \beta (H_s - \mu N + H_m + H_{mm} + H_{ms} + H_{mp} + H_p)
\end{aligned}$$

На основе (9) был построен НСО и после усреднения с ним операторов электронного  $\dot{s}_z$  и плотности магннного  $\dot{S}_z(\vec{r})$  спиновых токов, получена система линейных дифференциальных уравнений для средних соответствующих величин:

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} \langle s_z \rangle_t = -M_{me}(t) + Q(t) \\ \frac{d}{dt} \langle S_z(\vec{r}) \rangle_t = D(\vec{r}, t) + M_{me}(\vec{r}, t) + M_{mp}(\vec{r}, t) \end{cases} \quad (10)$$

$$D(\vec{r}, t) = - \int d\vec{r}' \int_{-\infty}^0 dt' e^{\varepsilon t'} \frac{1}{\omega_m} \left( \vec{\nabla} \vec{I}_{H_m}(\vec{r}), \vec{I}_{H_m}(\vec{r}', t') \right) \vec{\nabla} \beta_s^m(\vec{r}', t + t')$$

$$M_{ij}(\vec{r}, t) = \int d\vec{r}' \int_{-\infty}^0 dt' \frac{e^{\varepsilon t'}}{\omega_m} \left( \dot{H}_{i,ij}(\vec{r}), \dot{H}_{j,ij}(\vec{r}', t') \right) \left( \delta \beta_{ss}^{me}(\vec{r}', t + t') + \frac{\mu_s(t + t')}{\hbar \omega_m} \right)$$

$$M_{me}(t) = \int d\vec{r} M_{me}(\vec{r}, t) \quad Q(t) = \int_{-\infty}^0 dt' \frac{e^{\varepsilon t'}}{\omega_m} \left( \dot{H}_{s,ef}(t), \dot{H}_{s,ef}(t, t') \right) \beta_s^e(t + t')$$

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

Первое слагаемое правой части уравнения для  $\langle S_z(\vec{r}) \rangle_t$  из (10)  $D(\vec{r}, t)$  описывает диффузионные процессы и содержит зависимость от градиента спиновой температуры магнонов  $\nabla \beta_s^m(\vec{r}', t + t')$ . Второе  $M_{me}(\vec{r}, t)$  отвечает за процессы рождения и уничтожения магнонов на интерфейсе и зависит 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  $\delta \beta_{ss}^{mp}(\vec{r}', t + t')$ .

Первое слагаемое уравнения для  $\langle s_z \rangle_t - M_{me}(t)$  описывает как изменяется суммарный момент электронов за счет магнонного, что напрямую зависит от разности температур этих подсистем  $\delta \beta_{ss}^{me}(\vec{r}', t + t')$ . Влияние внешних полей на электронную подсистему описывается вторым -  $Q(t)$ .

Случай однородной в пространстве магнонной системы для стационарного режима комбинированного резонанса дал следующие уравнения:

$$0 = -L_{me}^{m,e} \delta \beta_{ss}^{me} + Q \quad 0 = L_{me}^{m,e} \delta \beta_{ss}^{me} + L_{mp}^{m,p} \delta \beta_s^{mp} \quad (11)$$

Откуда было получено выражение для среднего спина ферромагнетика в однородном и стационарном случае:

$$\langle S_z \rangle = \frac{1}{\omega_m} C_\beta^{H_m} \beta_s^m = \frac{1}{\omega_m} C_\beta^{H_m} \left( \beta^p - \frac{Q}{L_{mp}^{m,p}} \right) \quad (12)$$

$$L_\gamma^{\alpha,\beta} = \int_{-\infty}^0 dt' e^{\varepsilon t'} \left( \dot{H}_{\alpha,\gamma}, \dot{H}_{\beta,\gamma}(t') \right)$$

Выражение для поглощенной электронами проводимости мощности внешнего электрического поля  $Q$  в случае малости обменного взаимодействия имеет



ВИД:

$$Q \approx \frac{\langle s_z \rangle}{\hbar \omega_s} \left( \frac{\omega_s e \alpha}{\omega_0 - \omega_s} \right)^2 \sum_{\omega} |E^-(\omega)|^2 \frac{\nu(\omega)}{(\omega - \omega_s)^2 + \nu^2(\omega)} \quad (13)$$

$$\nu(\omega) = (S^+, S^-)^{-1} \operatorname{Re} \int_{-\infty}^0 dt e^{t(\varepsilon - i\omega)} \left( \dot{S}_{me}^+, \dot{S}_{me}^-(t) \right),$$

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

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

**В четвертой главе** проводится анализ спин-волнового тока в условиях реализации СЭЗ для систем металл/ферромагнитный изолятор, ведущий к выводам о формировании в магнитной подсистеме диэлектрика двух, различных по форме спектра и разделенных энергетической щелью, магنونных потоков, состоящих из «термических» (медленных) и «когерентных» (быстрых) магновов.

Появление магновов в ферромагнитной части описанной модели обусловлено как тепловыми флуктуациями, вызванными температурным градиентом, «наполняющими» ферромагнетик «термическими», низкоэнергетическими магнонами, так и рождением высокоэнергетических, «когерентных», магновов на интерфейсе между ферромагнетиком и металлом.

Приведены математические обоснования возможности разбиения магновов на подсистемы, основанные на описании динамики спиновых волн. Показано, что из точного выражения для энергии магновов следуют квадратичный и линейный спектры «термических» и «когерентных» магновов соответственно.

Все магنونные характеристики (гамильтонианы, температуры и дрейфовые скорости) разбиваются на 2 группы: относящиеся к «когерентным» и «термическим» магнонам, что отражено на следующей блок-схеме (рисунок 2).

Здесь кругами обозначены подсистемы, стрелками-взаимодействия между ними, а под  $T_j^i$  - понимаются температуры. Каждая подсистема характеризуется своей дрейфовой скоростью:  $V_{1m}(\vec{r}, t)$ ,  $V_{2m}(\vec{r}, t)$  и  $V_p(\vec{r}, t)$  соответственно,

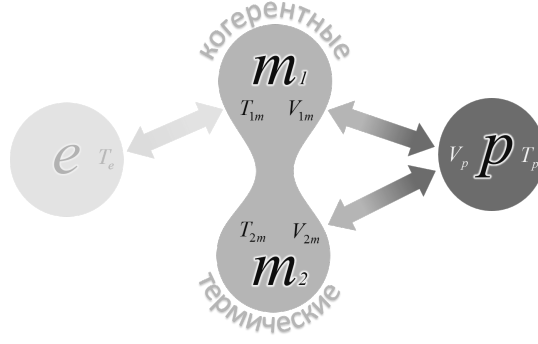


Рис. 2 — Схема рассматриваемых подсистем и связей между ними.

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 «термических».

Наконец, рассматривался слабонерасбалансированный случай, позволяющий следующее приближение:  $\beta_j^i(\vec{r}, t) V_i(\vec{r}, t) \approx \beta V_i(\vec{r}, t)$ . С учетом слагаемых, включающих дрейфовые скорости и химический потенциал магнонов, выражение для оператора энтропии было записано в виде:

$$\begin{aligned}
S(t) &\approx S_0 + \delta S(t) \\
S_0 &= \Phi_0 + \beta^p H_k^p + \beta^{1m} (H_s^{1m} + H_k^{1m}) + \\
&+ \beta^{2m} (H_s^{2m} + H_k^{2m} + H_{12} + H_{1mp} + H_{2mp}) \\
\delta S(t) &= -\Delta \int d\vec{r} \beta (V_{1m}(\vec{r}, t) P_{1m}(\vec{r}) + V_{2m}(\vec{r}, t) P_{2m}(\vec{r}) + \\
&+ V_p(\vec{r}, t) P_p(\vec{r}) + N^{1m}(\vec{r}) \mu(\vec{r}, t))
\end{aligned} \tag{14}$$

Используя явный вид линейной формы НСО (3), была получена система дифференциальных уравнений для средних плотностей импульсов фононов, «когерентных» и «термических» магнонов:

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} \langle P_1(\vec{r}) \rangle_t = F_1(\vec{r}, t) + F_{1,p}(\vec{r}, t) + F_{1,2}(\vec{r}, t) + F_\mu(\vec{r}, t) \\ \frac{d}{dt} \langle P_2(\vec{r}) \rangle_t = F_2(\vec{r}, t) + F_{2,p}(\vec{r}, t) - F_{1,2}(\vec{r}, t) \\ \frac{d}{dt} \langle P_p(\vec{r}) \rangle_t = F_p(\vec{r}, t) - F_{2,p}(\vec{r}, t) - F_{1,p}(\vec{r}, t) \end{cases} \tag{15}$$

Дальнейшее описание всех входящих в (15) сил  $F_\alpha(\vec{r}, t)$  учитывает следующие обозначения:

$$F(\vec{r}, t) = - \int_{-\infty}^0 dt_1 e^{\varepsilon t_1} \int d\vec{r}' L_\gamma^{\alpha, \beta}(\vec{r}, \vec{r}', t_1) \beta R_\alpha(\vec{r}', t + t_1) \quad (16)$$

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

Слагаемые из (15), пропорциональные скоростям подсистем ( $F = F_i$ ,  $R_\alpha = V_i$ ,  $\alpha = \beta = i$ ,  $\gamma = ii$ ) описывают диффузионный характер изменения плотностей импульса.

Имеет место и сила, обусловленная неоднородным химическим потенциалом ( $F = F_\mu$ ,  $R_\alpha = \mu$ ,  $\alpha = 1$ ,  $\beta = N$ ,  $\gamma = mm$ ), или, как несложно показать, его градиентом.

Следующая сила вызвана взаимодействием магнонов с фононами и ее величина пропорциональна разности скоростей соответствующих потоков ( $F = F_{i,p}$ ,  $R_\alpha = \delta V_{i,p}$ ,  $\alpha = i$ ,  $\beta = p$ ,  $\gamma = mp$ ). Она отвечает за связь включенных в нее подсистем между собой и является основной для описания магнон-фононного увлечения.

Последняя же сила, описывает магнон-магнонное взаимодействие, связывая термические с когерентными ( $F = F_{1,2}$ ,  $R_\alpha = \delta V_{1,2}$ ,  $\alpha = 1$ ,  $\beta = 2$ ,  $\gamma = 12$ ). Она так же зависит от разности скоростей, но уже магнонных подсистем  $\delta V_{1,2}(\vec{r}', t + t_1)$ . Это значит, что протекание одних магнонов в некотором направлении обязательно скажется на движении других, увлекая их за собой. В этом и заключается магнон-магнонное увлечение. В результате, 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.

Уравнения (15) были рассмотрены в пространственно однородном случае. Их решением 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:

$$\delta \langle P_1 \rangle_t = e^{at} x + e^{bt} y \quad \delta \langle P_2 \rangle_t = e^{at} m + e^{bt} n \quad \delta \langle P_m \rangle_t = e^{at} k + e^{bt} l \quad (17)$$

Здесь  $a, b, x, y, m, n, k, l$  являются числами, зависящими от величины равновесных импульсов, частот релаксации и констант взаимодействия между подсистемами. В модели трех потоков, поведение средних не обладает чисто экспоненциальной зависимостью от времени, в отличие от выражения для эффекта магнон-фононного увлечения, в котором учитываются только два потока (единый магнонный и фононный):

$$\delta \langle P_2 \rangle_t^{two} = \delta \langle P_2 \rangle_0^{two} \exp \left( \frac{L_{mp}^{2,p} L_{pT}^{p,T}}{L_{mp}^{2,p} + L_{pT}^{p,T}} C_2^2 t \right) \quad (18)$$

Можно показать, что это же выражение получается из (17) при малых  $L_{mp}^{1,p}$  и  $L_{12}^{1,2}$ .

Качественный анализ временных зависимостей отклонений средних импульсов от равновесного значения в модели трех потоков (17) представлен на рисунке 3. С этой целью построен набор графиков для случаев с различными интенсивностями взаимодействия между подсистемами. Было показано, что дополнительный поток быстрых магнонов может как увеличить время жизни полного магнонного тока по сравнению с получаемым при классическом рассмотрении эффекта магнон-фононного увлечения, так и уменьшить, в зависимости от интенсивности взаимодействия когерентных магнонов с фононами  $L_{mp}^{1,p}$ .

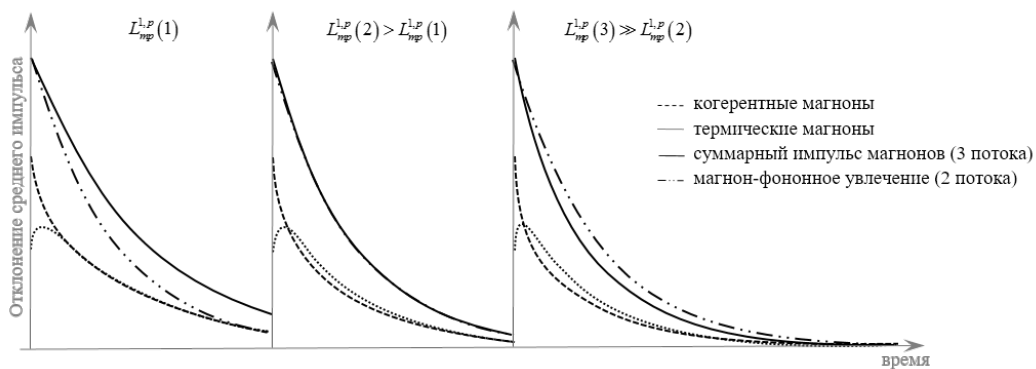


Рис. 3 — Временные зависимости отклонений средних импульсов «термических» и «когерентных» магнонов, вместе с суммарными магнонными, полученными из моделей трех и двух потоков.

Здесь на горизонтальной оси обозначены временные промежутки, а на вертикальной средние значения отклонений импульсов. Из результатов анализа следует, что вклад в полный магнонный ток дают «когерентные» и

«термические» магны, а ослабляется он термостатом с фононами. Если когерентные магны 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 магнами.

Рассмотрены также различные предельные случаи, характеризующиеся определенными соотношениями между дрейфовыми скоростями. Сначала предполагалось, что термические магны приходят к равновесию с фононами намного быстрее, чем с когерентными, что можно учесть равенством соответствующих скоростей  $V_{2m}(t) = V_p(t)$ . Таким образом, мы допустили, что термические магны не дают весомого вклада в общий спиновый ток, являясь рассеивателями для когерентных - его основных переносчиков. В этом случае сила, оказываемая на когерентные магны в системе, принимает вид:

$$F_1(t) = - \frac{(L_{mp}^{1,p} + L_{12}^{1,2}) L_{pT}^{p,T}}{L_{mp}^{1,p} + L_{12}^{1,2} + L_{pT}^{p,T}} V_1(t) \beta \quad (19)$$

Выражение (19) по форме совпадает с полученным из рассмотрения двух увлекающихся потоков.

Другой предельный случай характеризовался равенством скоростей магнов  $V_{1m}(t) = V_{2m}(t)$  и решеткой, выполняющей лишь роль канала передачи импульса от термостата к магнам. В этом случае выражение для полной силы, оказываемой на магны принимает вид:

$$F_m(t) \equiv F_1(t) + F_2(t) = - \frac{(L_{mp}^{1,p} + L_{mp}^{2,p}) L_{pT}^{p,T}}{L_{mp}^{1,p} + L_{mp}^{2,p} + L_{pT}^{p,T}} V_2(t) \beta \quad (20)$$

Она пропорциональна скорости магнов и имеет форму, характерную для единой магنونной системы. Это значит, что данное приближение так же дает случай магنون-фононного увлечения, но с измененной частотой релаксации.

**В заключении** приведены основные результаты работы, заключающиеся в следующем:

1. Исследован спиновый транспорт в гибридной наноструктуре: нормальный металл / ферромагнитный изолятор. В приближении эф-

фективных 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 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. В рамках предложенной модели трех потоков для системы металл/ферромагнитный изолятор исследованы возможные причины и следствия формирования в ферромагнитной области двух, раз-

личных 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 трехпоточковой 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 «двухпоточковый») 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.

## Список работ автора

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.

---

Отпечатано на ризографе ИФМ УрО РАН тир. 100 зак. № 43

Объем 1 печ. л. Формат 60x84 1/16

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