

0-788028

На правах рукописи



ПРОСКУРИН ИГОРЬ ВИТАЛЬЕВИЧ

**ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ В КИРАЛЬНОМ
ГЕЛИМАГНЕТИКЕ**

01.04.07 — Физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Екатеринбург — 2011

Работа выполнена на кафедре теоретической физики ГОУ ВПО «Уральский государственный университет им. А. М. Горького»

Научный руководитель кандидат физико-математических наук,
доцент Овчинников Александр Сергеевич

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор Борисов Александр Борисович
кандидат физико-математических наук,
доцент Мальцев Владимир Николаевич

Ведущая организация ГОУ ВПО «Башкирский государственный университет»

Защита состоится «9» июня 2011 г. в «15» часов на заседании диссертационного совета Д 212.286.01 при ГОУ ВПО «Уральский государственный университет им. А. М. Горького» по адресу: 620000, г. Екатеринбург, пр. Ленина 51, комн. 248.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке ГОУ ВПО «Уральский государственный университет им. А. М. Горького»

Автореферат разослан « 6 » мая 2011 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 212.286.01,
доктор физ.-мат. наук, с. н. с.



Кудреватых Н. В.



ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Динамика неоднородных магнитных текстур под действием спин-поляризованного электрического тока представляет значительный интерес, как с теоретической, так и с экспериментальной точки зрения. Например, управление движением доменной стенки в ферромагнетике при помощи тока является одной из приоритетных задач спинтроники. Теоретические исследования показали, что в основе движения неоднородной магнитной текстуры лежит механизм спинового вращательного момента (СВМ), создаваемого током подвижных носителей заряда [1]. Обратной задачей электронного транспорта в нетривиальных магнитных текстурах является проблема изменения электрического сопротивления при протекании электрического тока через область неоднородной намагниченности.

Подавляющее число предшествующих экспериментальных и теоретических исследований упомянутых проблем относилось к доменным стенкам, поэтому дальнейшим шагом в развитии теории является расширение класса рассматриваемых магнитных текстур. В настоящее время активно изучаются вихревые доменные стенки, спиральные магнитные текстуры и скирмионные решетки. В этой связи особый интерес представляет киральный гелимагнетик (КГМ), в котором реализуется магнитное спиральное упорядочение с определенной киральностью. Такая магнитная структура наблюдается в кристаллах без центра инверсии и стабилизируется антисимметричным обменным взаимодействием Дзялошинского—Мории. В настоящее время известны реальные прототипы КГМ, являющиеся представителями металлов (MnSi), диэлектриков (CuV_2O_4) и полупроводников ($\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$). С точки зрения возможного применения в спинтронике специальный интерес представляет соединение $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$, в котором предположительно имеется подсистема электронов проводимости, взаимодействующих с локальными магнитными моментами.

В отличие от пространственно локализованных доменных стенок, в которых магнетосопротивление и СВМ носят интерфейсный характер, в КГМ эти величины имеют *объемную* природу, что делает исследование этих эффектов актуальным с точки зрения развития теории. Очевидно также, что движение носителей заряда в магнитной сверхрешетке КГМ должно приводить к дополнительному вкладу в магнетосопротивление.

Цели работы. Важность вышеуказанных проблем определили цель диссертационной работы — теоретическое исследование проблемы СВМ и магнетосопротивления в КГМ в рамках sd -модели. В качестве основного состояния подсистемы локальных моментов выбирается состояние магнитной солитонной решетки (МСР) [2], возникающее под действием внешнего магнитного поля направленного перпендикулярно киральной оси. В этой связи в работе были поставлены следующие задачи:

1. Построить микроскопическую теорию движения неоднородной магнитной текстуры типа МСР под действием электрического тока подвижных носителей.
2. Получить выражение для неадиабатического СВМ, возникающего при взаимодействии электронов проводимости с локальными моментами и вычислить неравновесную спиновую аккумуляцию в системе подвижных носителей.
3. Вычислить скорость стационарного движения МСР, приобретаемую за счет действия электрического тока.
4. Рассчитать сопротивление, оказываемое МСР на транспорт свободных электронных носителей.

Научная новизна. На основе микроскопического подхода, предложенного в работах [3,4,5], исследована динамика МСР, взаимодействующей с подсистемой электронов проводимости, в рамках sd -модели. С помощью лагранжева формализма получена система уравнений движения для степеней свободы, описывающих динамику МСР. Показано, что при описании динамики принципиальную роль играют массивные θ -возбуждения и коллективная координата (трансляционная мода), имеющая смысл позиции центра масс МСР.

Взаимодействие локальных моментов с электронами проводимости приводит к появлению дополнительных слагаемых в системе уравнений движения для МСР, в частности, к возникновению неадиабатического СВМ, связанного с локальной неколлинеарностью между направлениями спиновой плотности электронов проводимости и локальной намагниченности. Показано, что неадиабатический СВМ пропорционален поперечной спиновой аккумуляции, которая представляет собой существенно перпендикулярное к направлению

формализма Келдыша неравновесных функций Грина удастся получить аналитическое выражение для спиновой аккумуляции в подсистеме подвижных носителей.

Вычисление неадиабатического СВМ в приближении времени релаксации показывает, что эта часть вращательного момента пропорциональна плотности протекающего электрического тока. Кроме того, вычислена концентрационная зависимость неадиабатического СВМ и показано, что он может менять знак в зависимости от концентрации зарядов.

Анализ уравнений динамики МСР приводит к боголюбовской иерархии релаксационных процессов, когда (I) в течение малого времени релаксации внутри электронной подсистемы появляется неравновесная спиновая аккумуляция и, как следствие, *неадиабатический* СВМ. (II) В течение последующего промежутка времени, порядка времени релаксации внутри подсистемы локализованных моментов, возникает *адиабатический* СВМ, вызывающий поступательное движение МСР. Получено аналитическое выражение для соответствующей скорости движения.

С помощью метода неравновесного статистического оператора Зубарева [6] получено выражение для сопротивления произвольной квазиодномерной магнитной текстуры. Теоретический анализ описывает транспорт в баллистическом режиме, при этом источником рассеяния электронов служат поперечные компоненты калибровочного потенциала, создаваемого неоднородной магнитной текстурой. Исследовано поведение сопротивления при нуле температур. Разработанный формализм был применен к блоховской доменной стенке и МСР. Показано, что в первом случае сопротивление экспоненциально убывает с ростом ширины доменной стенки, что согласуется с выводами, полученными в предыдущих исследованиях [7]. Во втором случае, магнетосопротивление связано с брэгговским рассеянием электронов на периодическом потенциале, создаваемом МСР. Отличительной особенностью МСР является возможность управлять периодом потенциала внешним магнитным полем, обеспечивая серию последовательных переходов «металл-диэлектрик».

Практическая ценность. Результаты диссертации расширяют представление о взаимодействии тока свободных носителей с неоднородными магнитными текстурами и представляют интерес для создания устройств, основанных на управлении движением таких текстур под действием электрического тока.

Резонансный характер магнетосопротивления может быть использован для экспериментального детектирования геликоидальных магнитных систем с антисимметричным обменным взаимодействием.

На защиту выносятся:

1. Микроскопическая теория динамики МСР взаимодействующей с подвижными электронами, основанная на формализме Эйлера-Лагранжа.
2. Аналитические выражения для неадиабатической и адиабатической частей СВМ.
3. Результаты расчета неравновесной спиновой аккумуляции в системе подвижных электронов.
4. Установленная иерархия релаксационных процессов: появление неадиабатического СВМ за время релаксации в электронной подсистеме ($\sim 10^{-12}$ с), и последующий выход на стационарный режим движения МСР за существенно большее время ($\sim 10^{-9}$ с).
5. Выражение для скорости стационарного движения МСР под действием тока подвижных носителей и соотношение между величинами адиабатического и неадиабатического СВМ.
6. Выражение для сопротивления, создаваемого квазиодномерной магнитной текстурой. В случае блоховской доменной стенки — закон экспоненциального спада сопротивления с ростом ширины стенки.
7. Резонансный характер сопротивления как функции внешнего магнитного поля при движении электронов проводимости через МСР.

Достоверность результатов. Выведенные уравнения движения МСР допускают в качестве частного случая решения, полученные в работах [4,5]. Основные качественные результаты для скорости движения и отношения адиабатического и неадиабатического СВМ совпадают с результатами феноменологической теории [1]. Зависимость сопротивления от ширины доменной стенки качественно согласуется с результатом, полученным в работе [7].

Апробация работы. Результаты диссертационной работы докладывались на XXXV Совещании по физике низких температур (НТ-35) (Черноголовка, 2009 г.), The 4th Hiroshima Workshop on Sustainable Materials Science SMS2009 (Hiroshima, Japan, 2009), Юбилейной X всероссийской молодежной школе-

семинаре по проблемам физики конденсированного состояния вещества (Екатеринбург, 2009 г.), XXXII Международной зимней школе физиков-теоретиков «Коуровка» (Екатеринбург, 2010 г.), IV Euro-Asian Symposium «Trends in Magnetism»: Nanospintronics EASTMAG-2010 (Ekatereburg, 2010), Международной школе-конференции для студентов, аспирантов и молодых ученых «Фундаментальная математика и её приложение в естествознании» (Уфа, 2010 г.), Condensed Matter and Materials Physics CMMP-10 (Warwick, United Kingdom, 2010), The 12th International Conference on Molecular-Based Magnets (Beijing, China, 2010).

Публикации. Основные результаты диссертации опубликованы в 4 статьях и 5 тезисах докладов, включая 3 статьи в ведущих рецензируемых научных журналах. Полный список работ приводится в конце автореферата.

Личный вклад автора. В совместных публикациях по теме диссертационных работ личный вклад автора заключался в постановке задач, проведении большинства аналитических расчётов, в обсуждении и интерпретации полученных результатов и написании статей.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, списка использованных источников и четырех приложений. Общий объем составляет 187 страниц, включая 31 рисунок. Список использованных источников содержит 115 наименований.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы диссертации, сформулированы основные цели и задачи работы, показаны научная новизна и практическая ценность полученных результатов. Кратко изложены основные положения, выносимые на защиту. Приведены сведения о достоверности результатов, апробации работы, личном вкладе автора, структуре и объеме диссертации.

Первая глава является обзорной. В ней обсуждаются экспериментальные доказательства существования киральных гелимагнитных текстур и свойства реальных соединений, для которых может быть применима изложенная в дис-

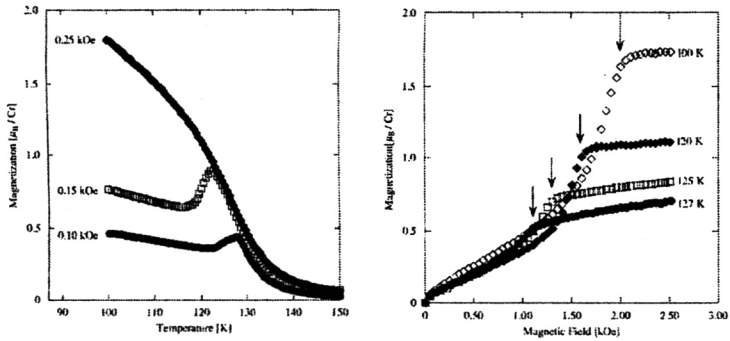


Рис. 1: Экспериментальные зависимости для $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$: $M-T$ в различных магнитных полях (слева) и $M-H$ при различных температурах (справа). Магнитное поле прикладывалось перпендикулярно гексагональной оси кристалла [8].

сертации теории. Дан краткий обзор актуальных теоретических проблем.

Среди основных экспериментальных методов обнаружения киральных гелимагнитных текстур можно выделить рассеяние нейтронов, электронный спиновый резонанс, исследование зависимостей намагниченности M от температуры T и магнитного поля H .

Подробно описано соединение $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$, наиболее перспективное с точки зрения применения развитой в диссертации теории, поскольку предполагается, что в этом соединении реализуется sd модель. Подсистема локальных моментов со спином $3/2$ формируется ионами Cr^{3+} , система подвижных электронов связана с ионами Nb .

Экспериментальные кривые $M-T$ и $M-H$ для $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ представлены на Рис. 1. Резкая аномалия при температурах порядка 127 К на зависимостях $M-T$ (слева) была обнаружена только в том случае, если магнитное поле прикладывалось перпендикулярно гексагональной оси кристалла. С ростом магнитного поля свыше значений порядка 0,25 кЭ эта аномалия исчезает, что свидетельствует о переходе в вынужденное ферромагнитное состояние. На Рис. 1 (справа) представлены $M-H$ зависимости при различных температурах. Вертикальные стрелки отмечают переход из несоизмерной в соизмерную фазу (С-НС).

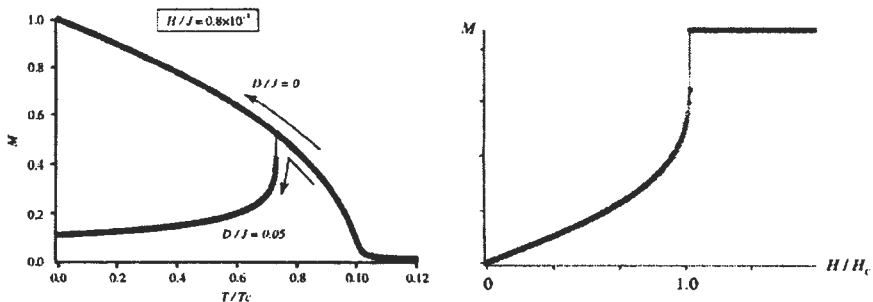


Рис. 2: Теоретические зависимости для кирального гелимагнетика: $M-T$ (слева) и $M-H$ (справа). T_c — критическая температура, J — константа ферромагнитного обменного взаимодействия, D — константа антисимметричного обменного взаимодействия Дзялошинского—Мории, H_c — критическое поле, при котором происходит С-НС переход.

Представленные экспериментальные зависимости находятся в хорошем согласии с результатами теоретических расчетов (Рис. 2), полученных в работах [9,10]. Характерная аномалия на кривой $M-T$ (слева) возникает только при наличии антисимметричного обменного взаимодействия Дзялошинского—Мории. Сопоставление экспериментальных и теоретических результатов, в совокупности с имеющимися данными по рассеянию нейтронов, позволяет сделать вывод о существовании в $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ кирального гелимагнитного упорядочения при температуре ниже 127 К с периодом ~ 48 нм.

Значительное внимание в первой главе уделяется обзору актуальных теоретических проблем, относящихся к теме диссертации, таких как бездиссипативные спиновые токи, различные теоретические подходы к описанию сопротивления доменной стенки, роль СВМ в динамике неоднородной магнитной текстуры.

Во второй главе приводятся основные теоретические сведения, касающиеся основного состояния КГМ, типам и спектрам элементарных возбуждений. Основное внимание уделено исследованию динамики МСР, взаимодействующей с подсистемой электронов проводимости, в рамках формализма Эйлера—Лагранжа—Релея с учетом диссипации.

Структуру КГМ можно представить как набор атомных плоскостей пер-

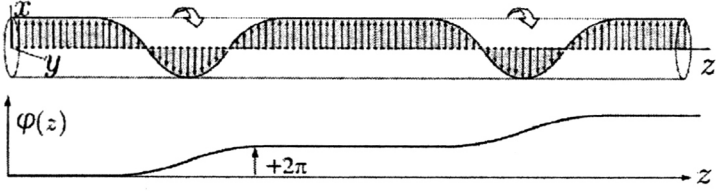


Рис. 3: Пространственная модуляция намагниченности в состоянии МСР (сверху) и соответствующая зависимость $\varphi_0(z)$ (снизу).

пендикулярных некоторой кристаллографической оси (ось z). Магнитные моменты в каждой плоскости упорядочены ферромагнитно, однако их направление поворачивается от плоскости к плоскости на некоторый угол. В качестве модели КГМ рассматривалась система спиновых цепочек, каждая из которых обладает энергией

$$\mathcal{H} = -J \sum_i \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1} + D \cdot \sum_i [\mathbf{S}_i \times \mathbf{S}_{i+1}] - \tilde{\mathbf{H}} \cdot \sum_i \mathbf{S}_i, \quad (1)$$

где первое слагаемое представляет ферромагнитное обменное взаимодействие с обменным интегралом $J > 0$, второе слагаемое — антисимметричное обменное взаимодействие Дзялошинского—Мории с вектором Дзялошинского $D = D e_z$, направленным вдоль киральной оси z , последнее слагаемое — зеемановское взаимодействие с магнитным полем $\tilde{\mathbf{H}} = g \mu_B H e_x$, приложенным перпендикулярно киральной оси (g — фактор Ланде, μ_B — магнетон Бора).

В приближении сплошной среды, используя параметризацию $\mathbf{S}_i = S \mathbf{n}_i = S(\cos \varphi_i \sin \theta_i, \sin \varphi_i \sin \theta_i, \cos \theta_i)$, уравнение (1) можно записать в виде

$$\frac{\mathcal{H}}{JS^2} = a \int dz \left[\frac{1}{2} (\partial_z \theta)^2 + \frac{1}{2} \sin^2 \theta (\partial_z \varphi + Q_0)^2 - \frac{1}{2} Q_0^2 \sin^2 \theta - m^2 \cos \varphi \sin \theta \right], \quad (2)$$

где a — постоянная решетки, $Q_0 = D/(aJ)$ и $m^2 = \tilde{H}/(JSa^2)$. В нулевом магнитном поле минимуму (2) соответствует спиральное упорядочение с вектором модуляции Q_0 и определенной киральностью, которая фиксируется направлением вектора D . В ненулевом магнитном поле основное состояние (2) представляет собой МСР [2] с $\mathbf{n}_0(z) = (\cos \varphi_0(z), \sin \varphi_0(z), 0)$ и

$$\varphi_0(z) = 2 \operatorname{am} \left(\frac{mz}{\kappa}, \kappa \right), \quad (3)$$

где am — амплитуда Якоби с эллиптическим модулем $0 \leq \kappa < 1$, величина которого определяется из уравнения $m/\kappa = \pi Q_0/4E(\kappa)$ (здесь и далее $K(\kappa)$

и $E(\kappa)$ обозначают полные эллиптические интегралы первого и второго рода, соответственно). Состояние МРС можно представить, как последовательность доменов однородной фазы, разделенных границами с резким изменением направления намагниченности (Рис. 3). Пространственный период МРС определяется величиной

$$\lambda_s = \frac{2\kappa K(\kappa)}{m}. \quad (4)$$

С изменением магнитного поля от нуля до критического значения $\tilde{H}_c = (\pi Q_0/4)^2 JS$, при котором происходит С-НС переход, период МРС монотонно возрастает от величины $2\pi/Q_0$ до бесконечности. В сильном магнитном поле $\tilde{H} > \tilde{H}_c$ зеемановское слагаемое в (1) преобладает и основным состоянием является ферромагнитная фаза $\varphi_0(z) \equiv 0$. Для соединения $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ критическое поле составляет величину ~ 1 кЭ.

Для изучения динамики МРС необходима информация об элементарных возбуждениях над основным состоянием. Для этого вводятся *продольные* $\delta\theta$ и *поперечные* $\delta\varphi$ возбуждения относительно стационарной конфигурации $n_0(z)$, т. е. $\theta(z, t) = \pi/2 + \delta\theta(z, t)$ и $\varphi(z, t) = \varphi_0(z) + \delta\varphi(z, t)$. Функционал (2) при таком разложении во втором порядке по возбуждениям приобретает вид $\mathcal{H} = \mathcal{H}[\pi/2, \varphi_0] + \delta\mathcal{H}$, где

$$\delta\mathcal{H} = \int dz \left[\delta\theta \hat{\Lambda}_\theta \delta\theta + \delta\varphi \hat{\Lambda}_\varphi \delta\varphi \right]. \quad (5)$$

Линейные дифференциальные операторы в этом выражении равны

$$\hat{\Lambda}_\theta = -\frac{1}{2}\partial_z^2 + \frac{1}{2}m^2 \cos \varphi_0 - \frac{1}{2}(\partial_z \varphi_0)^2 + Q_0 \partial_z \varphi_0, \quad (6)$$

$$\hat{\Lambda}_\varphi = -\frac{1}{2}\partial_z^2 + \frac{1}{2}m^2 \cos \varphi_0. \quad (7)$$

Задача на собственные значения для операторов $\hat{\Lambda}_\theta$, $\hat{\Lambda}_\varphi$ сводится к решению уравнения Ламэ в форме Якоби. Собственные функции этих операторов, соответственно $u_q(z)$ и $v_q(z)$ (q — квазимпульс), образуют ортонормированный базис, по которому можно разложить $\delta\theta(z, t)$ и $\delta\varphi(z, t)$

$$\theta(z, t) = \pi/2 + \sum_q \xi_q(t) u_q(z), \quad (8)$$

$$\varphi(z, t) = \varphi_0(z) + \sum_q \eta_q(t) v_q(z). \quad (9)$$

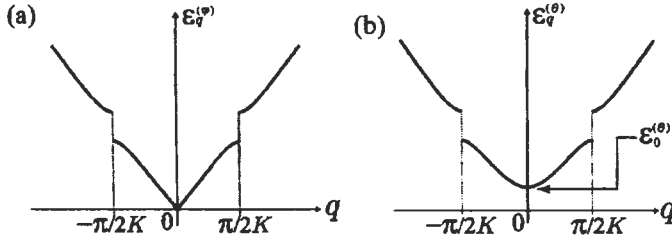


Рис. 4: Спектры элементарных возбуждений МСР. (а) Спектр поперечных φ -возбуждений. (б) Спектр продольных θ -возбуждений.

Зависящие от времени амплитуды собственных мод $\xi_q(t)$ и $\eta_q(t)$ играют роль динамических переменных. Энергия возбуждений (5) при таком разложении принимает форму

$$\delta\mathcal{H} = \sum_q \varepsilon_q^{(\theta)} \xi_q^2(t) + \sum_q \varepsilon_q^{(\varphi)} \eta_q^2(t). \quad (10)$$

Спектры элементарных возбуждений представлены на Рис. 4. Аналитические выражения для спектров возбуждений, а также явный вид собственных функций приведены в работе [4]. Для дальнейшего изложения существенно, что φ -возбуждения представляют собой бесщелевую голдстоуновскую моду, в то время как массивные θ -возбуждения обладают квадратичным спектром со щелью $\varepsilon_0^{(\theta)} \approx D^2 S^2 / (2J)$.

Спиновая функция Лагранжа в задаче о динамике МСР может быть записана в виде

$$\mathcal{L} = \int dz S(\cos\theta - 1) \partial_t \varphi - \mathcal{H}[\theta, \varphi] - \mathcal{H}_{sd}[\theta, \varphi, \langle \hat{s} \rangle]. \quad (11)$$

Первое слагаемое представляет собой фазу Берри, второе слагаемое — энергия МСР в форме (2) или (10), последнее слагаемое описывает sd взаимодействие между подсистемой локальных моментов и подсистемой электронов проводимости

$$\mathcal{H}_{sd}[\theta, \varphi, \langle \hat{s} \rangle] = -J_{sd} S \int dz \mathbf{n}(z) \cdot \langle \hat{s}(z) \rangle, \quad (12)$$

где $\langle \hat{s}(z) \rangle$ — плотность электронного спина в точке z , $J_{sd} > 0$ — константа sd взаимодействия.

Отметим, что конфигурация МСР имеет непрерывный параметр вырождения, связанный с тем, что позиция центра масс Z для МСР может выбираться

произвольным образом $\mathbf{n}_0(z) \rightarrow \mathbf{n}_0(z - Z)$. Для корректного описания динамики необходимо рассматривать Z , как динамическую переменную $Z(t)$, и заменить нулевую голдстоуновскую моду $\eta_0(t)$ на $Z(t)$. При этом разложения (8,9) примут вид

$$\theta(z, t) = \pi/2 + \sum_q \xi_q(t) u_q(z - Z(t)), \quad (13)$$

$$\varphi(z, t) = \varphi_0(z - Z(t)) + \sum_{q \neq 0} \eta_q(t) v_q(z - Z(t)). \quad (14)$$

Релаксационный характер динамики МСР учитывался с помощью диссипативной функции Релея

$$\mathcal{W} = \frac{\alpha}{2S} \int dz (\partial_t S)^2, \quad (15)$$

где α — безразмерный параметр диссипации.

Динамика МСР полностью описывается набором обобщенных координат $\{\xi_q(t), \eta_q(t), Z(t)\}$, для которых может быть записана система уравнений Эйлера—Лагранжа—Релея. Показано, что в низкоэнергетическом пределе, соответствующем дну энергетических спектров, изображенных на *Рис. 4*, минимальный набор динамических переменных, необходимых для описания движения МСР, состоит из $Z(t)$ и $\xi_0(t)$, что соответствует $\varphi(z, t) = \varphi_0(z - Z(t))$ и $\theta(z, t) = \pi/2 + \xi_0(t) u_0(z - Z(t))$. В этом пределе при движении МСР не происходит возбуждения спин-волновых мод с ненулевыми значениями квазиимпульса q .

В случае слабого магнитного поля, когда $\kappa \ll 1$, для нулевой θ -моды справедливо приближение однородной деформации $u_0(z - Z(t)) \approx 1/\sqrt{L}$, где L — линейный размер системы. В этом случае система уравнений для переменных $Z(t)$ и $\xi_0(t)$ принимает простой вид

$$\begin{cases} \dot{\xi}(t) + J_{sd} \mathfrak{T} = -\alpha Q_s \dot{Z}(t), \\ Q_s \dot{Z}(t) - 2(\epsilon_0^{(\theta)}/S) \xi(t) - J_{sd} \mathfrak{M} - J_{sd} \mathfrak{E} \xi(t) = \alpha \dot{\xi}(t), \end{cases} \quad (16)$$

где введены $\xi(t) = \xi_0(t) u_0 = \xi_0(t)/\sqrt{L}$ и $Q_s = 2\pi/\lambda_s$ — вектор модуляции МСР. Взаимодействие локальных моментов с подсистемой электронов проводимости (12) приводит к появлению коэффициентов

$$\mathfrak{T} = L^{-1} \int dz [\mathbf{n}_0(z) \times \langle \hat{\mathbf{s}}(z) \rangle]_z, \quad (17)$$

$$\mathfrak{M} = L^{-1} \int dz \langle \hat{s}^z(z) \rangle, \quad \mathfrak{E} = L^{-1} \int dz (\mathbf{n}_0(z) \cdot \langle \hat{s}(z) \rangle). \quad (18)$$

Параметр \mathfrak{T} определяется локальной неколлинеарностью между направлением намагниченности и направлением электронной спиновой плотности, и представляет собой *неадиабатический СВМ*. Для коэффициентов \mathfrak{M} и \mathfrak{E} были приняты термины «*стонеровская намагниченность*» и «*перенормировка sd взаимодействия*», соответственно.

Третья глава диссертации посвящена микроскопическому расчету электронных коэффициентов, возникающих в системе уравнений (16). В начале третьей главы приводятся сведения из феноменологической теории СВМ, основанной на уравнении движения намагниченности Ландау—Лифшица—Гильберта.

Для микроскопического расчета электронных коэффициентов (17,18) была выбрана модель сильной связи

$$\mathcal{H}_{el} = \frac{t}{2} \sum_{i\sigma} c_{i\sigma}^\dagger c_{i+1\sigma} - J_{sd} S \sum_i \mathbf{n}_0(z_i) \cdot \hat{s}_i, \quad (19)$$

где t — интеграл перескока между ближайшими соседними узлами i и $i+1$, $\hat{s}_i = (1/2) \sum_{\sigma\sigma'} c_{i\sigma}^\dagger \hat{\sigma}_{\sigma\sigma'} c_{i\sigma'}$ — электронный спин на узле i и $\hat{\sigma}$ — вектор матриц Паули. Поскольку пространственный период МСР $\lambda_s \sim 10\text{--}100$ нм значительно больше $k_F^{-1} \sim 0,5$ нм, целесообразно перейти от лабораторной системы координат xyz в локальную систему координат $\bar{x}\bar{y}\bar{z}$. Такой переход оправдан в адиабатическом приближении $t \gg J$. Для этого производится унитарное преобразование

$$c_{i\sigma} \rightarrow a_{i\sigma} = \sum_{\sigma'} \hat{U}_{\sigma\sigma'}(z_i) c_{i\sigma'}, \quad (20)$$

где $\hat{U}(z) = \exp\{i\hat{\sigma}^z \varphi_0(z)\}$ — матрица $SU(2)$ поворота вокруг оси z на угол $\varphi_0(z)$, который совмещает локальную ось \bar{x} и $\mathbf{n}_0(z)$.

В локальной системе координат гамильтониан (19) имеет вид

$$\mathcal{H}_{eff} = \sum_{k\sigma} \varepsilon_{k\sigma} a_{k\sigma}^\dagger a_{k\sigma} - \frac{1}{2} J_{sd} S \sum_{k\sigma\sigma'} a_{k\sigma}^\dagger \hat{\sigma}_{\sigma\sigma'}^x a_{k\sigma'}, \quad (21)$$

где k — квазиимпульс, значения которого принадлежат первой зоне Бриллюэна. Спектр элементарных возбуждений в локальной системе координат имеет вид

$$\varepsilon_{k\sigma} = -t \cos(k - \sigma Q_s/2), \quad \sigma = \pm 1. \quad (22)$$

Для электронных коэффициентов (17,18) соответствующие выражения приобретают вид

$$\mathfrak{I} = \frac{1}{2L} \sum_{k\sigma\sigma'} \langle a_{k\sigma}^\dagger \hat{\sigma}_{\sigma\sigma'}^y a_{k\sigma} \rangle, \quad \mathfrak{M} = \frac{1}{2L} \sum_{k\sigma\sigma'} \langle a_{k\sigma}^\dagger \hat{\sigma}_{\sigma\sigma'}^z a_{k\sigma} \rangle, \quad (23)$$

$$\mathfrak{E} = \frac{1}{2L} \sum_{k\sigma\sigma'} \langle a_{k\sigma}^\dagger \hat{\sigma}_{\sigma\sigma'}^x a_{k\sigma} \rangle. \quad (24)$$

где $\langle \dots \rangle$ означает усреднение с матрицей плотности $\hat{\rho}$, определяемой гамильтонианом (21). Таким образом, задача о вычислении электронных коэффициентов сводится к вычислению спиновых аккумуляций $\langle \hat{s}^\alpha \rangle = \frac{1}{2L} \sum_{k\sigma\sigma'} \langle a_{k\sigma}^\dagger \hat{\sigma}_{\sigma\sigma'}^\alpha a_{k\sigma} \rangle$ в локальной системе координат.

Для вычисления спиновых аккумуляций $\langle \hat{s}^\alpha \rangle$ использовался метод неравновесных функций Грина Келдыша. В методе Келдыша $\langle \hat{s}^\alpha \rangle$ выражаются через «меньшую» функцию Грина $G_{k\sigma; k'\sigma'}^<(t, t') = i \langle a_{k\sigma}^\dagger(t) a_{k'\sigma'}(t') \rangle$, $\langle \hat{s}^\alpha \rangle = -(i/2) \text{Tr}\{\hat{\sigma}^\alpha \hat{G}^<\}$.

Предполагая J_{sd} малым и ограничиваясь первым порядком, получим

$$G_{kk}^<(t, t')|_{t' \rightarrow t} = i\delta_{kk'} \left[\begin{array}{c} f_{k\uparrow} \\ -\frac{J_{sd}S}{2} \frac{f_{k\downarrow} - f_{k\uparrow}}{\varepsilon_{k\downarrow} - \varepsilon_{k\uparrow} - i\delta} \\ -\frac{J_{sd}S}{2} \frac{f_{k\uparrow} - f_{k\downarrow}}{\varepsilon_{k\uparrow} - \varepsilon_{k\downarrow} - i\delta} \\ f_{k\downarrow} \end{array} \right], \quad (25)$$

где $f_{k\sigma}$ — неравновесная электронная функция распределения и $\delta \rightarrow 0+$. Тогда для электронных коэффициентов (17,18) получаем следующие выражения

$$\mathfrak{I} = \frac{1}{2} \pi J_{sd} S \sum_k (f_{k\uparrow} - f_{k\downarrow}) \delta(\varepsilon_{k\uparrow} - \varepsilon_{k\downarrow}), \quad (26)$$

$$\mathfrak{M} = \frac{1}{2} \sum_k (f_{k\uparrow} - f_{k\downarrow}), \quad \mathfrak{E} = -\frac{1}{2} J_{sd} S \sum_k \mathcal{P} \frac{f_{k\uparrow} - f_{k\downarrow}}{\varepsilon_{k\uparrow} - \varepsilon_{k\downarrow}}, \quad (27)$$

где \mathcal{P} означает главное значение отношения. Отметим, что вклад в неадиабатический СВМ дают только точки *случайного крамеровского вырождения*, в которых $\varepsilon_{k\uparrow} = \varepsilon_{k\downarrow}$.

Для неравновесной функции распределения использовалось *приближение времени релаксации*

$$f_{k\sigma} = f_0(\varepsilon_{k\sigma}) - eE\tau_{el}v_{k\sigma} \frac{\partial f_0(\varepsilon_{k\sigma})}{\partial \varepsilon_{k\sigma}}, \quad (28)$$

где e — заряд электрона, E — внешнее электрическое поле вдоль оси z , τ_{el} — время релаксации в системе подвижных носителей, $v_{k\sigma} = \hbar^{-1} \partial \varepsilon_{k\sigma} / \partial k$ — скорость носителей с квазиимпульсом k и проекцией спина σ в локальной системе

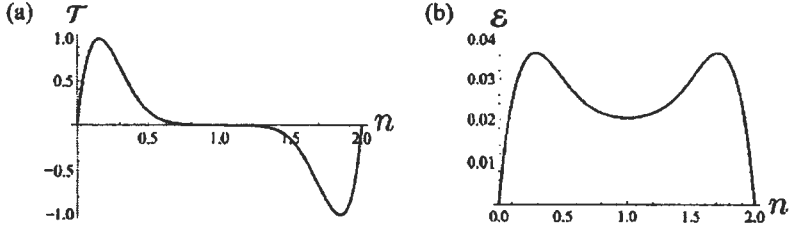


Рис. 5: Графики концентрационной зависимости (а) для \mathfrak{T} и (б) \mathfrak{E} . $0 \leq n \leq 2$ обозначает концентрацию частиц в расчете на узел решетки.

координат и $f_0(\varepsilon_{k\sigma}) = (\exp\{\beta(\varepsilon_{k\sigma} - \mu)\} + 1)^{-1}$ — функция распределения Ферми—Дирака, ($\beta = 1/kT$, μ — химический потенциал).

Окончательные выражения для (17,18) представляют основной результат третьей главы

$$\mathfrak{T} = \frac{J_{sd} S e E \tau_{el}}{16 k_B T} \left[\text{th}^2 \left(\frac{\varepsilon_0 + \mu}{2 k_B T} \right) - \text{th}^2 \left(\frac{\varepsilon_0 - \mu}{2 k_B T} \right) \right], \quad (29)$$

$$\mathfrak{E} = -\frac{J_{sd} S \mathcal{P}}{4\pi} \int dk \frac{f_0(\varepsilon_{k\uparrow}) - f_0(\varepsilon_{k\downarrow})}{\varepsilon_{k\uparrow} - \varepsilon_{k\downarrow}}, \quad \mathfrak{M} \equiv 0, \quad (30)$$

где $\varepsilon_0 = -t \cos(Q_s/2)$. Химический потенциал вычислялся из условия $\sum_{k\sigma} f_0(\varepsilon_{k\sigma}) = n_c$ при заданной концентрации частиц на узел решетки $0 \leq n_c \leq 2$. Концентрационная зависимость для \mathfrak{T} и \mathfrak{E} представлена на Рис. 5. Обратим внимание на изменение знака СВМ с изменением концентрации. Этот эффект открывает потенциальную возможность управлять движением МСР, контролируя концентрацию электронов.

В четвертой главе приводится решение системы уравнений (16), оцениваются скорость стационарного движения МСР и время релаксации связанное с подсистемой локальных моментов, в течение которого устанавливается стационарный режим движения, объясняется структура СВМ.

Решения системы уравнений (16) имеют релаксационный характер

$$\xi(t) = \xi^* \left(1 - e^{t/\tau_{MKC}} \right), \quad \dot{Z}(t) = V^* \left(1 - e^{t/\tau_{MKC}} \right), \quad (31)$$

где ξ^* назовем *аккумуляцией z-компоненты* в подсистеме локальных моментов ($n_z = \cos \theta \approx -\xi^*$), V^* — скорость стационарного движения МСР. Здесь

$$\xi^* = -\frac{J_{sd} \mathfrak{T}}{\alpha(2\varepsilon_0^{(\theta)}/S + J_{sd} \mathfrak{E})}, \quad V^* = -\frac{J_{sd} \mathfrak{T}}{\alpha Q_s}. \quad (32)$$

Результат для скорости V^* совпадает с выводами феноменологической теории, изложенной в работе [1]. Процесс выхода МСР на стационарный режим движения происходит в два этапа (боголюбовская иерархия процессов). После включения электрического поля за время релаксации $\tau_{el} \approx 10^{-12}$ с в электронной подсистеме возникает неравновесная спиновая аккумуляция $\langle \hat{s}^y \rangle$ и связанный с ней неадиабатический СВМ (Рис 6). Затем в течение времени

$$\tau_{MKC} = \frac{\hbar(\alpha^{-1} + \alpha)}{2\varepsilon_0^{(\theta)}/S + J_{sd}\mathfrak{E}} \approx \frac{\hbar}{\alpha JS} \left(\frac{J}{D}\right)^2 \quad (33)$$

происходит аккумуляция неравновесной z -компоненты ξ^* , которая вызывает движение МСР. Для типичных значений модельных параметров $J = 10$ К, $D/J = 10^{-1}$, $\alpha = 10^{-2}$, $S = 1$, получаем время релаксации $\tau_{MKC} \approx 10^{-9}$ с.

В нашем случае, аналогично теории [1], полный СВМ состоит из двух частей. Неадиабатическая часть возникает за счет локальной неколлинеарности между направлением плотности электронного спина и направлением намагниченности Рис. 7 (слева). Это приводит к появлению ненулевой аккумуляции z -компоненты в системе локальных моментов, что в свою очередь означает появление адиабатического СВМ $\mathfrak{T}_A = L^{-1} \int dz [\mathbf{n} \times \mathbf{n}_z]_y \approx \xi^*$. Адиабатический СВМ вызывает прецессию намагниченности вокруг n_z , что является в конечном счете причиной движения МСР структуры. Было получено отношение вращательных моментов $|\mathfrak{T}/\mathfrak{T}_A| = \alpha D^2 S / (J J_{sd}) \approx 10^{-5}$, что представляет микроскопическую оценку т. н. параметра неадиабатичности.

Для максимальной скорости движения МСР получена оценка

$$V_{max}^* = \frac{SaL}{16\alpha} \frac{m^*}{n_0 e \hbar^2} \left(\frac{J}{D}\right) \frac{J_{sd}^2}{k_B T} j. \quad (34)$$

Для типичных значений эффективной массы $m^* \approx 10^{-31}$ кг, концентрации подвижных носителей $n_0 \approx 10^{28}$ м⁻³, $L \approx 10^{-2}$ м, $a \approx 10^{-10}$ м, $J_{sd} \approx 1$ К, $T \approx 10$ К, $\alpha \approx 10^{-2}$, $J/D \approx 10$, $S = 1$, получим $V_{max}^* \approx 10^2$ м/с для плотности тока $j \approx 10^8$ А/м².

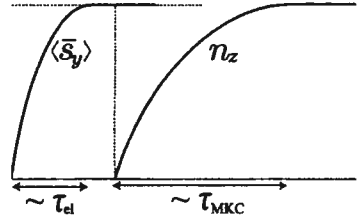


Рис. 6: Иерархия релаксационных процессов, связанная с выходом МСР на стационарный режим движения.

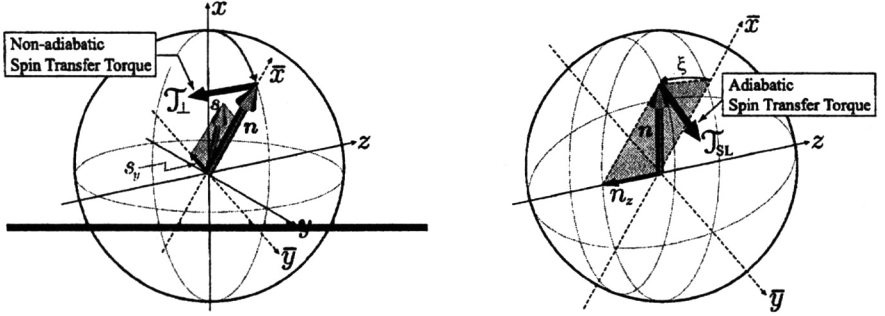


Рис. 7: Неадиабатический СВМ (слева) и адиабатический СВМ (справа)

Пятая глава посвящена проблеме сопротивления неоднородной магнитной текстуры. Рассмотрены случаи блоховской доменной стенки и МСР. Для исследования указанной проблемы рассматривалась модель сильной связи (19).

Чтобы выделить в (19) квазичастичную часть и часть, связанную с рассеянием, использовалось калибровочное преобразование, диагонализующее sd взаимодействие $\hat{c}_i = \hat{U}_i \hat{b}_i$, где $\hat{U}_i = \exp\{\frac{1}{2}\alpha(z_i) \cdot \hat{\sigma}\}$, где $\alpha(z) = (\frac{\pi}{2}(-\sin \varphi(z), \cos \varphi(z), 0)$. В локальной системе координат эффективный гамильтониан имеет вид $\hat{H}_{eff} = \hat{H}_{QP} + \hat{H}_{scatt}$, где квазичастичная часть $\hat{H}_{QP} = \sum_{k\sigma} \epsilon_{k\sigma} b_{k\sigma}^\dagger b_{k\sigma}$ определяется энергетическим спектром $\epsilon_{k\sigma} = -t \cos ka - \sigma \frac{1}{2} J_{sd} S$ ($\sigma = \pm 1$). Рассеяние квазичастиц на калибровочном потенциале описывается слагаемым

$$\hat{H}_{scatt} = t \sum_{kq} e^{-iqa/2} \sin(ka) \hat{b}_{k+q/2}^\dagger (\mathbf{A}(q) \cdot \hat{\sigma}) \hat{b}_{k-q/2}, \quad (35)$$

где $\mathbf{A}_q = L^{-1} \sum_i e^{-iqz_i} \mathbf{A}(z_i)$ – фурье-образ калибровочного потенциала

$$\mathbf{A}(z) = \frac{a}{2} \partial_z \varphi(z) (-\cos \varphi(z), -\sin \varphi(z), 1). \quad (36)$$

Для расчета электрического сопротивления постоянному току, возникающему за счет рассеяния на одномерной магнитной текстуре, был использован метод неравновесного статистического оператора Зубарева [6]. В результате микроскопического расчета для сопротивления получена следующая формула

$$\rho_{IMS} = \frac{\hbar k_B T S^2}{8e^2 a^2} \left(\frac{J_{sd}}{t} \right)^2 \frac{K_1}{K_2^2}, \quad (37)$$

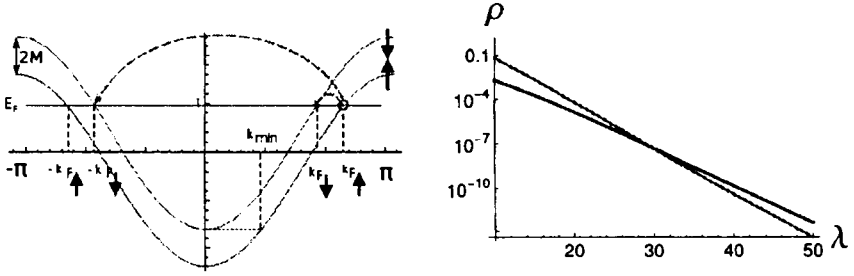


Рис. 8: Схематическое изображение процесса рассеяния при $T = 0$. sd взаимодействие создает расщепление электронных зон $2M = J_{sd}S$ (слева). Зависимость сопротивления (в логарифмическом масштабе) от ширины блоховской доменной стенки для $n_c = 0,5$ и $n_c = 1$ (справа). Значения параметров: $J_{sd}/t = 0,4$, $k_B T/t = 0,1$ и $t = 1,0$.

где введены безразмерные величины

$$K_1 = \frac{a}{2\pi} \sum_{\sigma=\pm 1} \int_{k_{\min}}^{\pi/2} dk \frac{\Gamma(k - \sigma k_0) \cos^2(\{k + \sigma k_0\}a/2)}{[1 - \{J_{sd}S/(2t) + \cos(ka)\}]^{1/2}} f_0(\epsilon_{k\uparrow})(1 - f_0(\epsilon_{k\uparrow})) \quad (38)$$

$$K_2 = \frac{a}{2\pi} \sum_{\sigma=\pm 1} \int_{-\pi/a}^{\pi/a} dk \sin^2(ka) f_0(\epsilon_{k\sigma})(1 - f_0(\epsilon_{k\sigma})) \quad (39)$$

где $k_{\min}a = \arccos[1 - J_{sd}S/(2t)]$, $k_0a = \arccos[J_{sd}S/(2t) + \cos(ka)]$, и

$$\Gamma(q) = A^{(+)}(q)A^{(-)}(-q) + A^{(+)}(-q)A^{(-)}(q), \quad A^{(\pm)} \equiv A^{(x)} \pm iA^{(y)}. \quad (40)$$

Физический смысл формулы (37) становится ясным, если перейти к пределу при $T = 0$. В этом случае выражение (37) приобретает вид

$$\rho_{IMS} = \frac{\pi \hbar S^2}{8e^2 a^2} \left(\frac{J_{sd}}{t} \right)^2 \frac{\sum_{\sigma=\pm 1} \Gamma(k_{F\uparrow} - \sigma k_{F\downarrow}) \cos^2(\frac{a}{2}\{k_{F\uparrow} + \sigma k_{F\downarrow}\})}{|\sin(k_{F\uparrow}a)| |\sin(k_{F\downarrow}a)| (\sum_{\sigma=\pm 1} \sin(k_{F\sigma}a))^2} \quad (41)$$

Схематически процесс рассеяния изображен на Рис. 8. Поскольку вклад в сопротивление дают только спин-флип процессы, электрон из состояния $k_{F\uparrow}$ может рассеяться либо в состояние с $k_{F\downarrow}$, либо в состояние с $-k_{F\downarrow}$, как показано на Рис. 8 (слева). Этим процессам соответствуют слагаемые с $\sigma = +1$ и $\sigma = -1$ в числителе выражения (41).

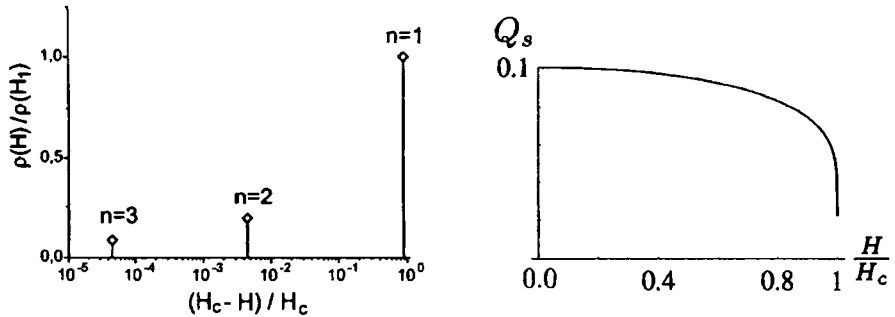


Рис. 9: Зависимость сопротивления МСР от магнитного поля (в логарифмическом масштабе) (слева) и зависимость вектора модуляции МСР от магнитного поля (справа).

В качестве примера использования формулы (37), было рассчитано сопротивление блоховской доменной стенки $\text{tg}(\varphi(z)/2) = \exp(z/\lambda_{DW})$ (λ_{DW} — ширина доменной стенки), для которой $\Gamma(q) = (\pi\lambda_{DW}q)^2 \text{ch}(\pi\lambda_{DW}q) / \text{sh}^2(\pi\lambda_{DW}q)$. Была установлена экспоненциальная зависимость сопротивления от ширины стенки (Рис. 8) (справа), что согласуется с выводами работы [7].

Основным результатом пятой главы является расчет магнетосопротивления МСР, для которой $\Gamma(q)$ имеет резонансный характер

$$\Gamma(q) = \sum_{n=1}^{\infty} \Gamma_n (\delta_{q,nQ_s} + \delta_{q,-nQ_s}), \quad (42)$$

$$\Gamma_n = 2Q_s^2 \left(\frac{\pi n}{K\kappa} \right)^4 \frac{\text{ch}(2\pi nK'/K)}{\text{sh}^2(2\pi nK'/K)}. \quad (43)$$

Согласно формулам (41,42) сопротивление МСР будет иметь резкие максимумы при выполнении условий

$$k_{F\uparrow} - k_{F\downarrow} = \pm nQ_s \quad \text{и} \quad k_{F\uparrow} + k_{F\downarrow} = \pm nQ_s. \quad (44)$$

Удовлетворить этим условиям можно, либо изменяя положение уровня Ферми (контролируя концентрацию подвижных носителей), либо изменяя Q_s с помощью магнитного поля. Зависимость сопротивления МСР от магнитного поля представлена на Рис. 9 (слева). Максимумы соответствуют значениям

магнитного поля, при которых вектор модуляции МСР Рис. 9 (справа) удовлетворяет условиям (44) с $n = 1, 2, 3$.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ РАБОТЫ

В результате проделанной работы по исследованию электронного транспорта в КГМ были получены следующие результаты:

1. Получена система уравнений движения (16) для МСР, взаимодействующей с током. Показано, что минимальный набор переменных, необходимых для описания динамики МСР, состоит из нулевой моды продольных θ -возбуждений и коллективной координаты $Z(t)$ (трансляционной моды), имеющей смысл позиции центра масс МСР.

2. В рамках неравновесной техники келдышевских функций Грина вычислены неравновесные спиновые аккумуляции в подсистеме подвижных носителей. Получено выражение для неадиабатического СВМ в приближении времени релаксации. Показано, что эта часть СВМ пропорциональна плотности протекающего электрического тока. Вычислена концентрационная зависимость неадиабатической части СВМ и показано, что она может менять знак в зависимости от концентрации подвижных носителей.

3. Исследована релаксационная динамика МСР. Показано, что возникает боголюбовская иерархия релаксационных процессов: (1) малого времени релаксации электронной подсистемы, в течение которого появляется неадиабатическая часть СВМ, и (2) времени релаксации в системе локализованных моментов, в течение которого возникает адиабатическая часть СВМ, вызывающая поступательное движение МСР как целого. Получены результаты для скорости стационарного движения МСР и отношения адиабатического и неадиабатического СВМ.

4. В рамках метода неравновесного статистического Зубарева найдено выражение для сопротивления произвольной квазиодномерной магнитной текстуры. Теоретическое рассмотрение описывает транспорт в баллистическом режиме, при этом источником рассеяния электронов служат поперечные компоненты потенциала, создаваемого текстурой. Исследовано предельное поведение формул для сопротивления при нуле температур.

5. Результаты общего формализма иллюстрируются на примере блоховской доменной стенки и МСР. Показано, что сопротивление блоховской до-

менной стенки экспоненциально убывает с ростом ее ширины.

6. Для солитонной решетки исследован эффект магнетосопротивления, который возникает при движении электронов через периодический потенциал создаваемый МСР. Показано, что зависимость сопротивления от магнитного поля носит резонансный характер. Важной особенностью МСР является возможность управления периодом потенциала внешним магнитным полем.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. *Zhang, S.* Roles of Nonequilibrium Conduction Electrons on the Magnetization Dynamics of Ferromagnets / S. Zhang, Z. Li // *Physical Review Letters*. — 2004. — Vol. 93, Issue 12. — P. 127204.
2. *Дзялошинский, И. Е.* Теория геликоидальных структур в антиферромагнетиках. I. Неметаллы / И. Е. Дзялошинский // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. — 1964. — Т. 46, вып. 4. — 1420–1437.
3. *Bostrem, I. G.* Transport spin current driven by the moving kink crystal in a chiral helimagnet / I. G. Bostrem, J. Kishine, A. S. Ovchinnikov // *Physical Review B*. — 2008. — Vol. 77, Issue 13. — P. 132405 — 4 pages.
4. *Bostrem, I. G.* Theory of spin current in chiral helimagnet / I. G. Bostrem, J. Kishine, A. S. Ovchinnikov // *Physical Review B*. — 2008. — Vol. 78, Issue 6. — P. 064425 — 15 pages.
5. *Kishine, J.* Adiabatic and nonadiabatic spin-transfer torques in the current-driven magnetic domain wall motion / J. Kishine, A. S. Ovchinnikov // *Physical Review B*. — 2010. — Vol. 81 Issue 13. — P. 134405. — 8 pages.
6. *Зубарев, Д. Н.* Статистическая механика неравновесных процессов / Д. Н. Зубарев, В. Г. Морозов, Г. Рёнке; пер. с англ.; под ред. В. Г. Морозова. — М.: Физматлит, 2002. — Т. 1. — 432 с.; Т. 2 — 296 с.
7. *Cabrera, G. G.* Theory of the Residual Resistivity of Bloch Walls I. Paramagnetic Effects / G. G. Cabrera, L. M. Falicov // *Physica Status Solidi (B)*. — 1974. — Vol. 61, Issue 2. — P. 539–549.
8. *Kousaka, Y.* Chiral helimagnetism in $T_{1/3}NbS_2$ ($T = Cr$ and Mn) / Y. Kousaka, Y. Nakao, J. Kishine, M. Akita, K. Inoue, J. Akimitsu //

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. — 2009. — Vol. 600, Issue 1. — P. 250–253.

9. *Kishine, J.* Static and dynamical anomalies caused by chiral soliton lattice in molecular-based chiral magnets / J. Kishine, K. Inoue, K. Kikuchi // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2007. — Vol. 310, Issue 2. — P. 1386–1388.
10. *Kousaka, Y.* Chiral Magnetic Ordering and Commensurate-to-Incommensurate Transition in CuB_2O_4 / Y. Kousaka, S. Yano, J. Kishine, Y. Yoshida, K. Inoue, K. Kikuchi, J. Akimitsu // Journal of the Physical Society of Japan. — 2007. — Vol. 76, Issue 12. — P. 123709.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Статьи, опубликованные в ведущих рецензируемых научных журналах и изданиях, определенных ВАК:

1. *Proskurin, I. V.* Field-like spin-transfer torque in a chiral helimagnet / I. V. Proskurin, A. S. Ovchinnikov, J. Kishine // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2010. — Т. 138, вып. 2(8). — С. 266–270.
2. *Kishine, J.* Sliding conductivity of a magnetic kink crystal in a chiral helimagnet / J. Kishine, A. S. Ovchinnikov, **I. V. Proskurin** // Physical Review B. — 2010. — Vol. 82, Iss. 6. — P. 064407. — 12 p.
3. *Kishine, J.* Nonequilibrium density operator approach to domain wall resistivity / J. Kishine, A. S. Ovchinnikov, **I. V. Proskurin** // Journal of Physics: Conference Series. — 2011. — Vol. 286. — P. 012017 — 5 pages.

Другие публикации:

4. *Проскурин, И. В.* Сопротивление блоховской доменной стенки на постоянном токе / Проскурин И. В., Овчинников А. С., Кишине Дж. // Международная школа-конференция для студентов, аспирантов и молодых ученых «Фундаментальная математика и ее приложения в естествознании»; Сборник трудов. Т. 2. Физика.— Уфа: РИЦ БашГУ. 2010. — С. 199–204.

5. **Проскурин И. В., Овчинников А. С., Кишине Дж.** Сопротивление неоднородных магнитных структур на постоянном токе // Международная школа-конференция для студентов, аспирантов и молодых ученых "Фундаментальная математика и ее приложения в естествознании"; Тезисы докладов. – Уфа: РИЦ БашГУ. 2010. – С. 57. – 1 с.
6. **Proskurin I. V., Ovchinnikov A. S., Kishine J.** DC conductivity in inhomogeneous magnetic textures // IV Euro-Asian Symposium "Trends in MAGnetism": Nanospintronics EASTMAG-2010; Program and abstract. – Ekaterinburg, 2010. – P. 182. – 1 p.
7. **Проскурин И. В., Овчинников А. С.** Динамика солитонной решетки, индуцированная электрическим током в киральном гелимагнетике // XXXIII Международная зимняя школа физиков-теоретиков «Коуровка»; Тезисы докладов. – Екатеринбург, 2010. – С. 62. – 1 с.
8. **Проскурин И. В., Овчинников А. С.** Динамика солитонной решетки, индуцированная электрическим током в киральном гелимагнетике // Юбилейная X всероссийская молодежная школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества; Тезисы докладов. – Екатеринбург, 2009. – С. 40. – 1 с.
9. **Проскурин И. В., Овчинников А. С.** Динамика солитонной решетки индуцированная электрическим током в киральном гелимагнетике // XXXV Собрание по физике низких температур (НТ-35); Тезисы докладов. – Черногловка, 2009. – С. 144. – 2 с.

Подписано в печать 29.04.2011. Формат 60x84 1/16
Гарнитура «Times». Усл. печ. л. 1,4.
Тираж 100 экз. Заказ № 49/

Отпечатано в типографии ИПЦ «Издательство УрГУ»
620000, Екатеринбург, ул. Тургенева, 4