

На правах рукописи

Лобанова Инна Игоревна

ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ И КВАНТОВОЕ КРИТИЧЕСКОЕ
ПОВЕДЕНИЕ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ ЗАМЕЩЕНИЯ $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$
($0 \leq x < 0,3$)

01.04.07 – физика конденсированного состояния

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва – 2016

Работа выполнена в Федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)» и в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук.

Научный руководитель: **Глушков Владимир Витальевич**,
доктор физико-математических наук, доцент.

Научный консультант: **Демишев Сергей Васильевич**,
доктор физико-математических наук, профессор.

Официальные оппоненты: **Гиппиус Андрей Андреевич**,
доктор физико-математических наук, доцент,
профессор кафедры физики низких температур и
сверхпроводимости физического факультета
ФГБОУВО «Московский государственный
университет им. М.В.Ломоносова»

Синченко Александр Андреевич,
доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник,
заведующий лабораторией
низкоразмерных наноструктур
ФГБУН Институт радиоэлектроники
им. В.А.Котельникова РАН

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физический институт
им. П.Н.Лебедева Российской академии наук

Защита диссертации состоится «__» декабря 2016 года в ____ часов на заседании
Диссертационного совета Д 212.132.08 при Федеральном государственном автономном
образовательном учреждении высшего профессионального образования «Национальный
исследовательский технологический университет «МИСиС» по адресу: 119049, г. Москва,
Ленинский проспект, д. 4, ауд. ____

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке НИТУ «МИСиС» и на сайте
<http://www.misis.ru>

Автореферат разослан «__» _____ 2016 года.

Ученый секретарь диссертационного совета

проф. д.ф.-м.н. С.И. Мухин

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Одно из центральных направлений современной физики конденсированного состояния связано с теоретическими и экспериментальными исследованиями квантовых фазовых переходов и квантовых критических явлений. Хотя формально квантовые фазовые переходы происходят при нулевой температуре, влияние квантовых флуктуаций сказывается и при конечных температурах. В результате, квантовые критические явления определяют целый ряд особенностей транспортных, тепловых и магнитных явлений в широком классе сильно коррелированных электронных систем, в том числе материалов актуальных с точки зрения практических применений. Анализ современного состояния исследований низкотемпературных свойств соединений ряда MnSi-FeSi показывает, что несмотря на многолетнюю историю и значительное число экспериментальных и теоретических работ, посвященных изучению нетривиальных физических свойств этих соединений с сильными электронными корреляциями, нельзя считать окончательно установленными ни вид магнитной фазовой диаграммы в граничном соединении MnSi , ни структуру квантовой критической области в твердых растворах замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$. Более того, недавние экспериментальные результаты по магнитному резонансу [1] и магнитному рассеянию нейтронов [2] в MnSi ставят под вопрос применимость классического подхода к описанию магнитных свойств моносилицида марганца в рамках теории зонного магнетизма [3], что требует привлечения новых моделей для идентификации природы спиновых флуктуаций в рассматриваемом классе материалов.

Традиционная методология исследования магнитных фазовых диаграмм MnSi и $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$, преобладающая в работах последнего времени [2, 4-10], основана, главным образом, на анализе статических магнитных свойств с привлечением в ряде случаев данных по теплоемкости. Полученная магнитная фазовая диаграмма является основой для анализа данных по рассеянию нейтронов. Отмечая несомненные успехи последней методики в расшифровке магнитных структур, соответствующих различным областям на магнитных фазовых диаграммах систем ряда $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$, стоит отметить, что интерпретация одних и тех же спектров магнитного рассеяния нейтронов даже в простейшем случае не является однозначной и сильно зависит от используемой авторами исходной модели. Таким образом, возможности традиционного подхода, основанного на сравнительном анализе магнитных свойств и данных нейтронографических исследований, к настоящему моменту практически исчерпаны [2, 4-10].

Ответ на вопрос о природе низкотемпературных аномалий физических свойств соединений на основе моносилицида марганца в значительной мере затруднен и отсутствием количественной информации о параметрах их электронной структуры. В частности, вплоть

до настоящего времени остается нерешенной проблема разделения нормального и аномального эффектов Холла в исследуемой группе материалов. В большинстве работ акцент делается на исследовании аномального и топологического вкладов в эффект Холла, для выделения которых используются различные, а иногда и взаимоисключающие процедуры обработки данных [11-15]. В результате, в зависимости от выбранного авторами метода разделения вкладов, даже в случае чистых монокристаллов моносилицида марганца значения коэффициента Холла могут отличаться в несколько раз. Можно констатировать, что (1) корректная процедура холловских данных до сих пор не найдена, (2) неизвестна холловская концентрация носителей заряда в парамагнитной фазе MnSi, и (3) отсутствуют достоверные данные о температурной зависимости коэффициента Холла и значениях холловской концентрации в магнитных фазах.

Целью настоящей диссертационной работы является экспериментальное исследование транспортных и магнитных характеристик твердых растворов $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($0 \leq x < 0,3$) в области температур 1,8–300 К в магнитных полях до 8 Тл, направленное на выяснение параметров электронного транспорта, оценку эффективных характеристик носителей заряда в парамагнитной и магнитных фазах, а также на идентификацию природы квантовой критичности в исследуемых системах.

В соответствии с целью исследования были поставлены следующие основные задачи:

1. Анализ структуры магнитных фазовых диаграмм в ряду $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($0 \leq x < 0,3$) при гелиевых и промежуточных температурах в магнитном поле до 8 Тл;
2. Выяснение характера взаимосвязи между ориентацией магнитного поля относительно осей кристалла и структурой магнитных фаз в MnSi;
3. Идентификация природы квантового критического поведения в системе $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x < 0,3$);
4. Разделение вкладов в эффект Холла и оценка эффективных параметров носителей заряда в $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($0 \leq x < 0,3$).

Для решения поставленных задач в диссертационной работе проведено комплексное исследование транспортных (удельное сопротивление и эффект Холла) и магнитных (магнитная восприимчивость и намагниченность) свойств монокристаллических образцов магнетика без центра инверсии MnSi и твердых растворов замещения на его основе $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x < 0,3$).

Основные положения, выносимые на защиту:

1. В парамагнитной фазе моносилицида марганца ($T > T_c = 29,15$ К) обнаружена универсальная линейная связь между амплитудой отрицательного магнитосопротивления и

квадратом намагниченности $\Delta\rho/\rho = -aM^2$, которая объясняется в рамках s-d обменной модели, учитывающей вклад магнитного рассеяния электронов проводимости на локализованных магнитных моментах.

2. В результате анализа магнитной фазовой H - T диаграммы MnSi показано, что переходу из парамагнитной в спин-поляризованную фазу отвечает вертикальная фазовая граница при $T_c = 29,15$ К.

3. Установлено, что границы A -фазы на магнитной фазовой B - T диаграмме MnSi зависят от ориентации внешнего магнитного поля относительно осей кристалла, причем наиболее протяженная область стабильности A -фазы локализована вблизи $\mathbf{B} \parallel \langle 100 \rangle$. Впервые идентифицирована область ядра A -фазы с изотропным магнитосопротивлением, общая для всех ориентаций магнитного поля.

4. Показано, что в области вне ядра A -фазы скирмионная решетка устойчива в узком диапазоне направлений магнитного поля $\mathbf{B} \parallel (\langle 001 \rangle \pm 20^\circ)$, и построена из отдельных вихрей по аналогии со смешанным состоянием сверхпроводников II рода.

5. Установлено, что магнитная фазовая T - x диаграмма твердых растворов замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ характеризуется двумя квантовыми фазовыми переходами, при которых первая квантовая критическая точка $x^* \approx 0,12$ отвечает исчезновению дальнего магнитного порядка и скрыта внутри фазы с промежуточным магнитным порядком. Вторая квантовая критическая точка $x_c \approx 0,24$ соответствует полному подавлению магнитного порядка, сопровождающегося распадом магнитной подсистемы на спиновые кластеры с формированием фазы Гриффитса со степенной расходимостью магнитной восприимчивости $\chi(T) \sim 1/T^\xi$ ($\xi \sim 0,5-0,6$).

7. Идентифицирована промежуточная магнитная фаза в $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ со спиральной структурой, которую следует рассматривать как аналог киральной спиновой «жидкости», «кристаллизующейся» с приложением магнитного поля в спиновое «твердое тело» с потерей киральности.

8. Разработана процедура разделения нормального и аномального вкладов в эффект Холла в MnSi на основе анализа температурных зависимостей холловского сопротивления. Показано, что переход из магнитоупорядоченной фазы ($T < T_c$) в парамагнитную фазу ($T > T_c$) сопровождается сменой режимов аномального эффекта Холла с переходом от внутреннего, $\rho_{xy}^a = S_2 \rho^2 M$ ($S_2 \approx 0,091 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1} \text{ Гс}^{-1}$), определяемого влиянием фазы Берри, к внешнему, $\rho_{xy}^a = S_1 \rho M$ ($S_1 \approx 3,1 \cdot 10^{-6} \text{ Гс}^{-1}$), связанному с асимметричным рассеянием носителей заряда на локализованных магнитных моментах.

9. В парамагнитной фазе $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ получены концентрационные зависимости

параметров $R_H(x)$ и $S_1(x)$, определяющих амплитуды нормального и аномального эффектов Холла, соответственно. Показано, что замещение марганца железом приводит к эффективному дырочному легированию, при этом отношение подвижностей электронов и дырок не зависит от содержания железа: $b(x) = |\mu_e(x)/\mu_h(x)| \approx 0,28$.

Научная новизна:

1. Впервые установлено, что граница между парамагнитной и спин-поляризованной фазами в MnSi практически вертикальна и отвечает $T_c \sim 29,15$ К, а не является областью кроссовера, как считалось ранее;

2. Впервые обнаружена универсальная связь между магнитосопротивлением и намагниченностью $\Delta\rho/\rho = -aM^2$ в парамагнитной фазе MnSi;

3. Впервые показано, что область внутри А-фазы, общая для всех направлений магнитного поля, характеризуется изотропным поведением магнитосопротивления и формируется из отдельных вихрей.

4. В результате анализа структуры магнитной фазовой T - x диаграммы $Mn_{1-x}Fe_xSi$ ($x < 0,3$) идентифицированы два квантовых фазовых перехода. Предложена феноменологическая модель описания системы с двумя квантовыми критическими точками, учитывающая различное температурное поведение корреляционных радиусов классических и квантовых флуктуаций.

5. В результате исследования влияния магнитного поля на фазу с промежуточным магнитным порядком в $Mn_{0,89}Fe_{0,11}Si$ установлено, что температура перехода в спин-поляризованное состояние смещается с ростом магнитного поля в сторону высоких температур по логарифмическому закону как $T_{SP} \approx T_0 \lg(H/H_0)$, где $T_0 \approx 2,7$ К и $\mu_0 H_0 \approx 0,17$ Тл.

6. Предложен новый алгоритм разделения нормального и аномального вкладов в эффект Холла. В случае MnSi идентифицирован скачок концентрации холловской концентрации носителей заряда $n(T < T_c) = 6,7 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ до $n(T > T_c) = 4,2 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, указывающий на возможную перестройку поверхности Ферми при переходе в магнитоупорядоченную фазу.

7. Впервые обнаружена инверсия знака нормального эффекта в Холла $Mn_{1-x}Fe_xSi$ ($x < 0,3$) с переходом от отрицательного ($R_H < 0$, $x < x_R = 0,115$) к положительному ($R_H > 0$, $x > x_R$) коэффициенту Холла, связываемая с эффективным дырочным легированием при замещении марганца железом.

Практическая значимость. Результаты, полученные в рамках диссертационной работы, могут быть использованы при разработке теоретических подходов к описанию физических свойств систем с геликоидальным упорядочением и фрустрированных

магнетиков. Кроме того, представленные в диссертации экспериментальные данные могут найти применение при разработке способов получения и тестирования материалов для магнитной памяти, основанной на спин-поляризованном транспорте.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на 14 международных конференциях, из которых 5 проводились за рубежом, и на 13 общероссийских конференциях. Автором были лично представлены доклады на следующих конференциях: Научная сессия НИЯУ МИФИ-2012 (Москва, 30.01-04.02.2012), 55-я научная конференция МФТИ (Москва, 22 ноября 2012 г.), конференция «Молодые ученые ИОФ РАН» (Москва, 25 апреля 2013 г.), 2-е международное совещание «Взаимодействие Дзялошинского-Мория и экзотические спиновые структуры» DMI 2013 (Великий Новгород, 28 мая-1 июня, 2013 г.), XI конференция «Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления» (Троицк, 6 июня, 2013), 56-й научная конференция МФТИ (Долгопрудный, 25-30 ноября 2013), Московский международный симпозиум по магнетизму MISM 2014 (Москва 29 июня – 3 июля 2014), XII конференция «Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления» (Троицк, 19 июня, 2014); международное совещание «Проблема квантовой критичности: от атомов к объему» QCM 2014 (Обергургль, Австрия, 18-23 августа 2014), 3-е международное совещание «Взаимодействие Дзялошинского-Мория и экзотические спиновые структуры» DMI 2015 (Псков, 26-30 мая 2015), XIII конференция «Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления» (Троицк, 5 июня 2015), XXXVII международное совещание по физике низких температур (Казань, 29 июня-3 июля 2015), 58-я Научная конференция МФТИ (Долгопрудный, 23-28 ноября 2015), XLVIII Школа ФГБУ «ПИЯФ» по физике конденсированного состояния (ФКС-2014) (Санкт-Петербург, 10-15 марта 2014)

Личный вклад. Вся экспериментальная работа, включающая подготовку объектов исследования и измерение транспортных и магнитных свойств MnSi и твердых растворов $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x < 0,3$), а также анализ экспериментальных данных выполнены лично диссертантом. Диссертантом лично подготовлены и представлены устные и стендовые доклады на международных и общероссийских конференциях. Автор принимал непосредственное участие в подготовке статей к публикации.

Публикации. По теме диссертации опубликовано 48 научных работ, из них 8 статей опубликовано в рецензируемых журналах, рекомендованных ВАК РФ.

Вклад соавторов. Все работы по теме диссертации опубликованы в соавторстве с научным руководителем В.В. Глушковым и научным консультантом С.В. Демишевым, которые осуществляли общее руководство процессом и формулировали исходные положения. С.В. Григорьев, Н.М. Чубова и В.А. Дядькин предоставили образцы $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ и

провели эксперименты по исследованию малоуглового рассеяния нейтронов. В.Ю. Иванов, А.В. Богач и С. Габани выполнили измерения магнитных свойств. Исследования электронного парамагнитного резонанса выполнены А.Н. Самариным и М.И. Гильмановым. Остальные соавторы в равной степени принимали участие в интерпретации полученных данных, написании статей и подготовке их к публикации.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения и списка литературы из 103 наименований. Работа изложена на 156 страницах и содержит 58 рисунков и 1 таблицу.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении сформулированы цель и основная задача исследования, а также обоснована актуальность проводимых исследований и сформулированы основные положения, выносимые на защиту.

В первой главе диссертации приводится обзор имеющейся литературы по MnSi и твердым растворам замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$. Приведены сведения о структуре и физических свойствах моносилицидов 3-d переходных металлов, к которым относятся исследуемые соединения. На основе имеющихся литературных данных обсуждаются транспортные и магнитные свойства MnSi и твердых растворов замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$. Приведены данные о магнитных фазовых B - T и T - x диаграммах для исследуемых соединений, а также известные результаты исследования эффекта Холла. На основе обзора литературы сформулирован ряд актуальных научных задач.

В Главе 2 описаны методики получения исследуемых монокристаллических образцов и методов их характеристики. Представленные схемы экспериментов дополнены описанием методик измерения транспортных и магнитных характеристик.

Глава 3 посвящена исследованию магнитной фазовой B - T диаграммы MnSi с использованием транспортных и магнитных измерений. Результаты измерений температурных и полевых зависимостей удельного сопротивления и магнитной восприимчивости, а также полевых зависимостей намагниченности и магнитосопротивления находятся в согласии с литературными данными [2, 5, 16, 17], что свидетельствует о качестве образца и достоверности полученных результатов. В частности, показано, что магнитосопротивление в MnSi отрицательно $\Delta\rho/\rho(T,B) < 0$, а на температурных зависимостях $\Delta\rho/\rho(T)$ наблюдается минимум в окрестности $T_c = 29,15$ К, достигающий значений $|\Delta\rho/\rho| = 45\%$ в магнитном поле $B = 8$ Тл. Положение минимума практически не зависит от величины магнитного поля и находится в диапазоне 29-31 К.

В парамагнитной (ПМ) фазе MnSi обнаружена универсальная линейная связь между магнитосопротивлением и квадратом намагниченности $\Delta\rho/\rho \sim M^2$, которая нарушается при переходе в спин-поляризованную (СП) фазу (рисунок 1). Такое поведение отрицательного магнитосопротивления предсказывается в рамках s-d обменной модели, соответствующей случаю рассеяния носителей заряда на локализованных магнитных моментах [18].

Для системы с s-d обменным взаимодействием в работе [18] было получено универсальное соотношение между $\Delta\rho/\rho$ и M :

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = -a_0(S, y) \left(\frac{M}{M_\infty} \right)^2, \quad (1)$$

где M_∞ обозначает величину намагниченности насыщения. Коэффициент пропорциональности a_0 зависит от спина магнитного иона S , а параметр y соответствует отношению амплитуд обменной энергии J_0 и электростатического потенциала рассеяния V_0 : $y \sim (J_0/V_0)^2$. Для случая $S = 1/2$ данное отношение составляет $J_0/V_0 = 0,7$.

Из универсальной зависимости (1) теоретически рассчитаны положения максимумов производных $\partial\rho/\partial T$ и $\partial M/\partial B$. Хорошее согласие расчета с результатами эксперимента свидетельствует о том, что максимумы $(\partial\rho/\partial T)_{\max}$ и $(\partial M/\partial B)_{\max}$ по существу отражают одну и ту же особенность вследствие универсальной связи между магнитосопротивлением и намагниченностью. Тогда реальную фазовую границу следует определять по минимуму $\Delta\rho/\rho(T)$, отвечающему нарушению универсальной зависимости (1) характерной для ПМ фазы. Таким образом, в MnSi истинная граница СП-ПМ вертикальна и соответствует $T_c = 29,15$ K.

Для анализа анизотропии рассеяния носителей заряда в MnSi в магнитоупорядоченных фазах были исследованы угловые зависимости магнитосопротивления $\rho(\varphi)$ при фиксированных температурах $T_0 = 26,9$ K, $T_0 = 27,7$ K,

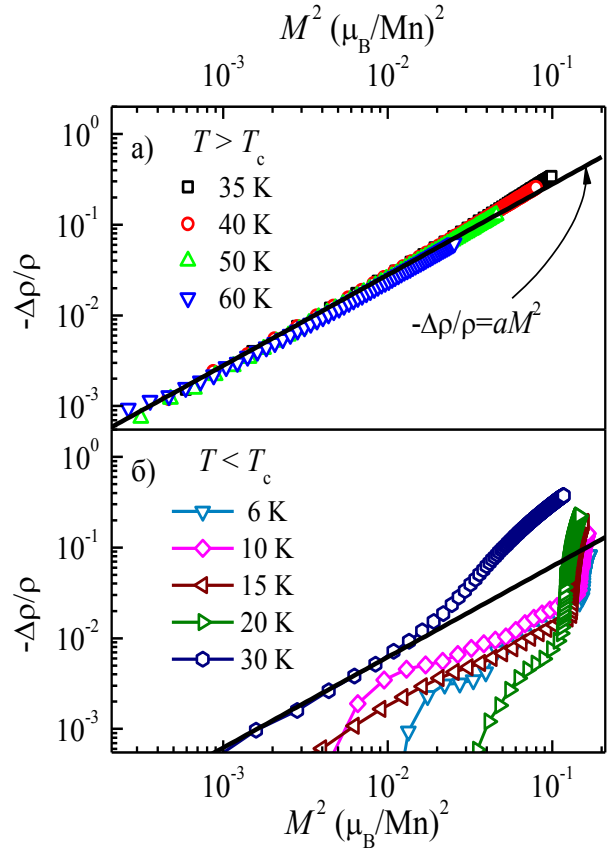


Рисунок 1. Магнитосопротивление MnSi в координатах $-\Delta\rho/\rho=f(M^2)$ (а) $T > T_c$ и (б) $T < T_c$. Прямая линия соответствует зависимости $\Delta\rho/\rho = -aM^2$ с $a = 2,79 \mu\text{B}^{-2}$ (а) и $a = 0,62 \mu\text{B}^{-2}$ (б)

$T_0 = 28,7$ К, отвечающих различным областям на фазовой диаграмме, а также в магнитном поле $B = 0,194$ Тл, соответствующем наибольшей протяженности А-фазы по температуре на магнитной фазовой B - T диаграмме [5].

Обнаружено, что в области перехода от конической однодоменной фазы (КО) к А-фазе (А) кривая магнитосопротивления является суперпозицией зависимостей $\rho(\varphi)$ в А-фазе внутри интервала $(\varphi_0 - \Delta\varphi; \varphi_0 + \Delta\varphi)$ и конической фазе вне этого интервала углов (рисунок 2). Наблюдаемая зависимость $\Delta\rho/\rho(\varphi)$ указывает на возможную границу между ядром А-фазы и периферией А-фазы в направлении $\mathbf{B} \parallel \langle 001 \rangle$. Для проверки

последнего предположения были измерены температурные зависимости сопротивления при $B_0 = 0,194$ Тл (сечение проходит через ядро А-фазы) и $B_0 = 0,3$ Тл (коническая фаза вне области А-фазы) для магнитного поля, направленного вдоль $\langle 001 \rangle$. Рассчитанная разность удельных сопротивлений (рисунок 3) показывает, что при пересечении границ областей существования конической фазы и ядра А-фазы, на результирующей кривой $\rho_{\text{sub}}(T) = \rho(T, 0,3 \text{ Тл}) - \rho(T, 0,194 \text{ Тл})$ наблюдаются изломы, положение которых коррелирует с границами областей на магнитной фазовой диаграмме MnSi. В такой ситуации, изменение режима рассеяния носителей заряда, регистрируемое по излому на зависимости $\rho_{\text{sub}}(T)$ при переходе в ядро А-фазы (рисунок 3), указывает на изменение структуры решетки скирмионов внутри границ А-фазы. Поскольку область ядра А-фазы отвечает плотной решетке скирмионов, непривязанной к конкретной оси в кристалле, с единственным выделенным направлением магнитного поля $\mathbf{B} \parallel \langle 001 \rangle$, наблюдаемое изменение режима рассеяния носителей заряда при $T_0 = 28,2$ К (рисунок 3) может отражать «плавление» решетки и переход в структуру, состоящую из отдельных вихрей [19]. В этом случае математически обоснованная прямая аналогия с вихревым состоянием сверхпроводника II-го рода (отрицательная энергия границы магнитного вихря) [20] объясняет отсутствие связи вихревой структуры с кристаллографическими направлениями. В то же время, решетка скирмионов вне ядра А-фазы оказывается привязанной к конкретному кристаллографическому направлению

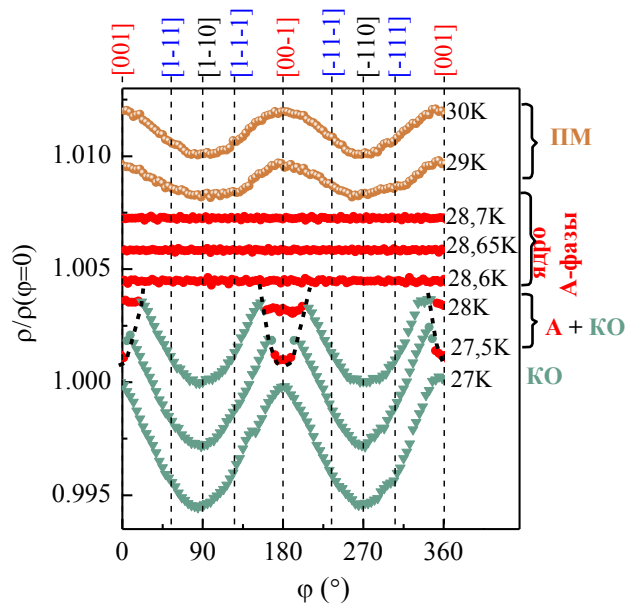


Рисунок 2. Угловые зависимости магнитосопротивления для $B_0 = 0,194$ Тл. Пунктирные дуги обозначают область стабильности А-фазы, возникающие вдоль направления магнитного поля $\mathbf{B} \parallel [001]$.

($\mathbf{B} \parallel [001]$, рисунок 2, б). Различные состояния скирмионной решетки внутри А-фазы, на наш взгляд, естественным образом объясняют особенности магнитного рассеяния носителей заряда, наблюдаемые на границе А-фазы и ее ядра для $\mathbf{B} \parallel [001]$ (рисунок 3), также как и качественное изменение угловых зависимостей магнитосопротивления (рисунок 2).

В Главе 4 приведены результаты исследования магнитной фазовой T - x диаграммы твердых растворов $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$.

Для идентификации положения границ на магнитной фазовой T - x диаграмме анализировались особенности на производной магнитной восприимчивости $\partial\chi/\partial T(x, T)$, полевые зависимости намагниченности $M(H)$ в рамках стандартного уравнения Белова-Аррота ($H/M = A + BM^2$) [21] и поведение показателя степени температурной зависимости удельного сопротивления $\alpha(x, T)$ ($\rho(T) = \rho(0) + A \cdot T^\alpha$). Результат представлен на рисунке 4. Линии 1 и 2 отвечают максимуму и минимуму на $\partial\chi/\partial T$, соответственно. Линия 3 получена из анализа $M(H)$ в координатах Белова-Аррота.

Структура диаграмм рисунка 4 показывает, что наряду с разупорядоченной парамагнитной фазой и фазой с дальним магнитным порядком в системе $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ присутствует фаза с промежуточным магнитным порядком. В этом случае первая квантовая критическая точка $x^* \sim 0,12$ отвечает исчезновению дальнего магнитного порядка и скрыта внутри фазы с промежуточным магнитным порядком, а второй квантовый фазовый переход при $x_c \sim 0,24$ соответствует подавлению промежуточного магнитного порядка.

Для объяснения необычной структуры магнитной фазовой T - x диаграммы с двумя квантовыми критическими точками в Главе 4 описана феноменологическая модель, учитывающая различные пространственные масштабы классических и квантовых флуктуаций. Предложенная модель с хорошей точностью воспроизводит положение границ магнитной фазовой T - x диаграммы $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$. Отметим, что при равенстве радиусов классических и квантовых флуктуаций возникает дополнительная граница $T_{\text{eq}}(x)$ на фазовой

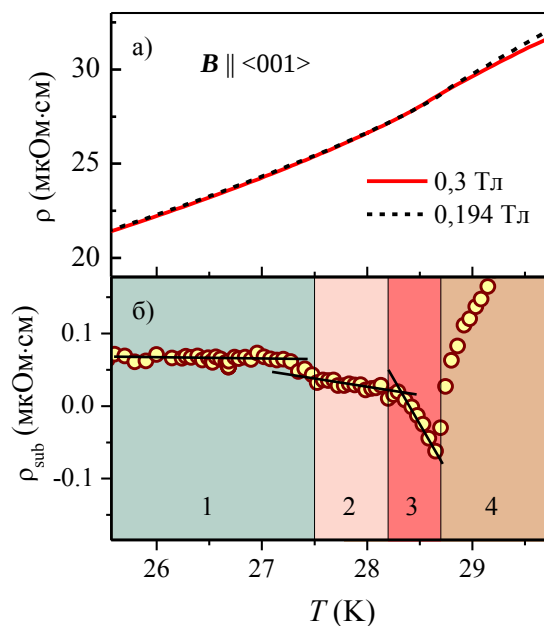


Рисунок 3. Температурные зависимости удельного сопротивления (а) в магнитных полях $B_0 = 0,3 \text{ Тл}$ (сплошная линия) и $B_0 = 0,194 \text{ Тл}$ (пунктирная линия) и их разность $\rho_{\text{sub}}(T)$ (б). На панели (б) сплошными линиями показано изменение асимптотик $\rho_{\text{sub}}(T)$ при переходе границы А-фазы и ядра А-фазы ($T_0 = 28,2 \text{ К}$). Цифры на панели (б) обозначают следующие фазы: 1 – КО, 2 – А-фаза, 3 – ядро А-фазы, 4 – ПМ.

диаграмме (линия 4 на рисунке 4). Данная граница должна проявляться на данных по магнитному рассеянию (удельное сопротивление) и отсутствовать в экспериментах, где спиновые флуктуации усредняются (магнитная восприимчивость), что подтверждается результатами эксперимента (рисунок 4). При этом в рамках предложенной модели широкую особенность на $\alpha(x, T)$ в парамагнитной фазе можно связать с квантовыми флуктуационными эффектами, проявляющимися внутри фазы с дальним магнитным порядком.

Таким образом, существование «скрытой» квантовой критической точки $x^* \approx 0,12$, хотя и маскируется фазой с промежуточным магнитным порядком, проявляется в виде кроссовера между классическими и квантовыми флуктуациями в парамагнитной фазе. Вторая квантовая критическая точка $x_c \approx 0,24$, по-видимому, имеет перколяционную природу и соответствует порогу протекания в магнитной подсистеме $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$. Увеличение

концентрации железа выше x_c подавляет переход в фазу с промежуточным магнитным порядком, и магнитная подсистема разделяется на спиновые кластеры, о чем свидетельствует степенная зависимость магнитной восприимчивости вида $\chi(T) \sim 1/T^\xi$, типичная для индуцированной беспорядком фазы Гриффитса.

Исследование влияния магнитного поля на промежуточную (IP) фазу с использованием магнитных измерений, анализа температурных зависимостей магнитосопротивления и малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов показало, что данная фаза имеет структуру киральной спиновой жидкости, а СП фаза с дальним

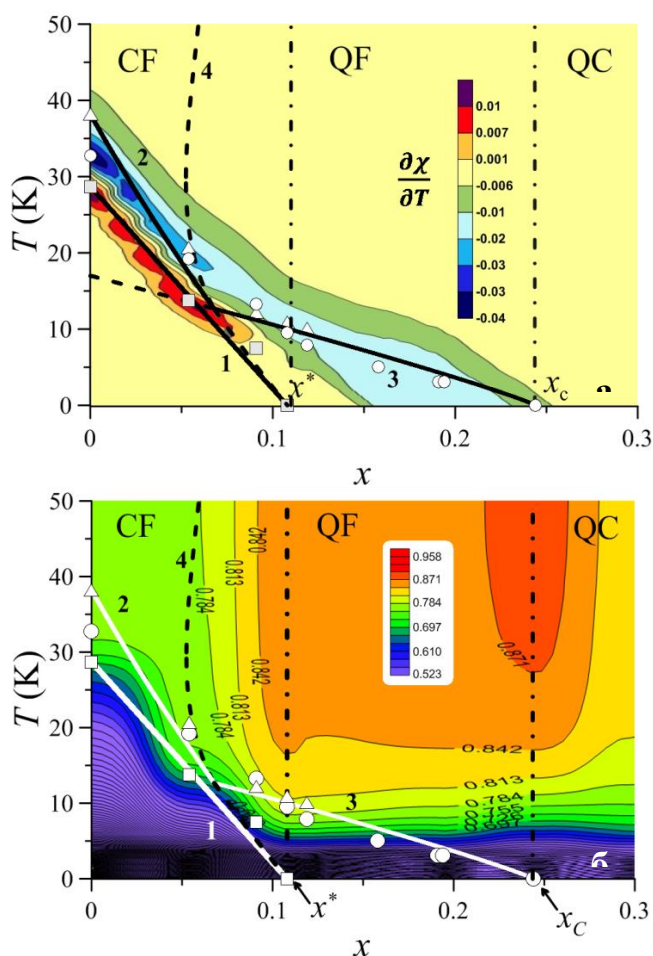


Рисунок 4. (а): Контурная карта производной магнитной восприимчивости $\partial\chi/\partial T$. (б) – контурная карта показателя степени температурной зависимости удельного сопротивления $\alpha(x, T)$. Квадраты обозначают положение T_c , определенное по пику на $\partial\chi/\partial T$, круги – положение T_s , соответствующее минимуму на $\partial\chi/\partial T$, треугольники – положение T^* , полученное из анализа Белова-Аррота. Буквами обозначены области доминирования классических (CF) и квантовых (QF) флуктуаций и фаза Гриффитса (QC). Линии 1- $T_c(x)$, 2-3 $T_s(x)$, 4- $T_{eq}(x)$.

магнитным порядком, индуцированным магнитным полем, является аналогом некирального твердого тела. Кривая «плавления» СП-IP встречается с границей газ-жидкость в особой точке, находящейся при $T \sim 8,5$ К и $\mu_0 H \sim 3,5$ Тл, которую можно рассматривать как тройную точку. При этом кривая, отвечающая переходу в СП фазу $T_{SP}(H)$, соответствует логарифмическому закону $T_{SP} \approx T_0 \log(H/H_0)$, где $T_0 \approx 2,7$ К и $\mu_0 H_0 \approx 0,17$ Тл.

В Главе 5 обсуждаются результаты измерений эффекта Холла в MnSi и твердых растворах $Mn_{1-x}Fe_xSi$.

Холловское сопротивление магнитных материалов определяется суммой нормального и аномального вкладов в эффект Холла :

$$\rho_{xy} = R_H B + \rho_{xy}^a, \quad (2)$$

где R_H – нормальный коэффициент Холла, B - магнитное поле и ρ_{xy}^a – аномальное холловское

сопротивление. Амплитуда аномального эффекта Холла зависит от конкретного механизма, связанного с асимметричным рассеянием носителей заряда на магнитных примесях ($\rho_{xy}^a = S_1 \rho M$) или с квантовыми эффектами бокового смещения волновой функции электронов, вызванными влиянием фазы Берри ($\rho_{xy}^a \sim S_2 \rho^2 M$) (S_1 и S_2 – постоянные коэффициенты) [13, 15, 22, 23].

В работе предложена принципиально новая методика разделения вкладов в эффект Холла, позволившая достоверно определить с высокой точностью концентрационные зависимости параметров носителей заряда из анализа температурных зависимостей $\rho_{xy}(T, B_0)$. Для оценки параметров, определяющие нормальный и аномальный вклады в эффект Холла, экспериментальные данные анализировались в координатах $\rho_{xy}/B = R_H + 4\pi S_n \rho^n M/B$ ($n=1;2$) в магнитных полях $B_0 = 0,155; 0,21; 0,31$ и $4,04$ Тл. Результат анализа показал, что при $T < T_c$ в магнитоупорядоченных фазах MnSi доминирует собственный механизм аномального эффекта Холла, связанный с влиянием фазы Берри: $\rho_{xy} = R_H B + 4\pi S_2 \rho^2 M$ с параметрами $R_H \approx -9,1 \cdot 10^{-5}$ см³/Кл и $S_2 \approx 0,091$ Ом⁻¹см⁻¹Гс⁻¹. С другой стороны, в парамагнитной фазе MnSi ($T > T_c$) аномальное холловское сопротивление пропорционально удельному сопротивлению: $\rho_{xy}^a \sim S_1 \rho$ с параметром $S_1 \approx 3,1 \cdot 10^{-6}$ Гс⁻¹ (коэффициент Холла $R_H \approx -1,5 \cdot 10^{-4}$ см³/Кл, рисунок 5).

Наблюдаемый переход от собственного к внешнему режиму аномального эффекта Холла в MnSi связывается с изменением режима спиновых флуктуаций в окрестности T_c и

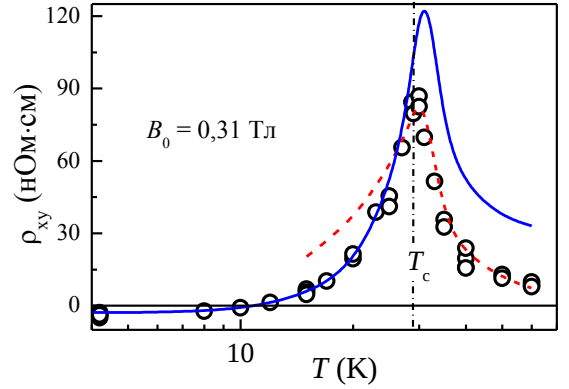


Рисунок 5 Холловское сопротивление $\rho_{xy}(T, B_0)$ в MnSi, рассчитанное по угловым зависимостям $\rho_{xy}(\varphi, T_0, B_0)$ в магнитном поле $B_0 = 0,31$ Тл в диапазоне 4,2-60 К. Рассчитанные зависимости $\rho_{xy} = R_H \cdot B + 4\pi S_n \rho^n M$ показаны пунктирной ($n = 1$) и сплошной ($n = 2$) линиями. Штрихпунктирная вертикальная линия отвечает температуре Кюри $T_c = 29,15$ К.

хорошо согласуется с вертикальной границей перехода в спин-поляризованное состояние в MnSi. При этом, оценки холловской концентрации носителей заряда, меняющейся от $n/n_{\text{Mn}}(T > T_c) \approx 1,0$ до $n/n_{\text{Mn}}(T < T_c) \approx 1,6$ ($n_{\text{Mn}} \approx 4,2 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$), указывают на возможное изменение топологии поверхности Ферми в моносилициде марганца при переходе в магнитоупорядоченную фазу.

Разработанный алгоритм обработки данных $\rho_{xy}(T, B)$ был успешно применен к анализу данных по эффекту Холла в твердых растворах замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$.

Асимптотическое поведение $\rho_{xy} = R_H B + 4\pi S_1 \rho M$ в ПМ фазе $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($x < 0,3$) позволило рассчитать

концентрационные зависимости $R_H(x)$ и $S_1(x)$, представленные на рисунке 6. Отметим, что оба параметра меняют знак при увеличении содержания железа, при этом точка инверсии нормального коэффициента Холла, наблюдающейся при $x_R = 0,115$ (рисунок 6, а), практически совпадает с положением скрытой квантовой критической точки $x^* \approx 0,12$. С другой стороны, изменение знака параметра $S_1(x)$ (рисунок 6, б) согласуется с линией кроссовера между классическими и квантовыми флуктуациями $T_{eq}(x)$, предсказанной в рамках модели в Главе 4 (линия 4 на рисунке 4).

Изменение знака нормального эффекта Холла в $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ показывает, что замещение марганца железом приводит к эффективному дырочному легированию. Предполагая линейную зависимость концентрации электронов $n = n_0(1-x)$ и дырок $p = p_1 x$, а отношение подвижностей носителей заряда - постоянным $b(x) = |\mu_e(x)/\mu_h(x)| = \text{const}$, в рамках модели двух носителей заряда [24] можно получить выражение:

$$R_H(x) = R_H(0) \frac{1 - x/x_R}{(1 + a \cdot x/x_R)^2} \quad (3),$$

где $R_H(0) = -(n(0)|e|)^{-1}$, $n(0) = 4,22 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ и коэффициент $a = b(1 - x_R) - x_R$. Условие инверсии знака нормального эффекта Холла $R_H(x_R) = 0$ фиксирует значение коэффициента $p_1 = n(0)b^2(1 - x_R)/x_R$. Поскольку значение x_R известно из эксперимента, уравнение (3)

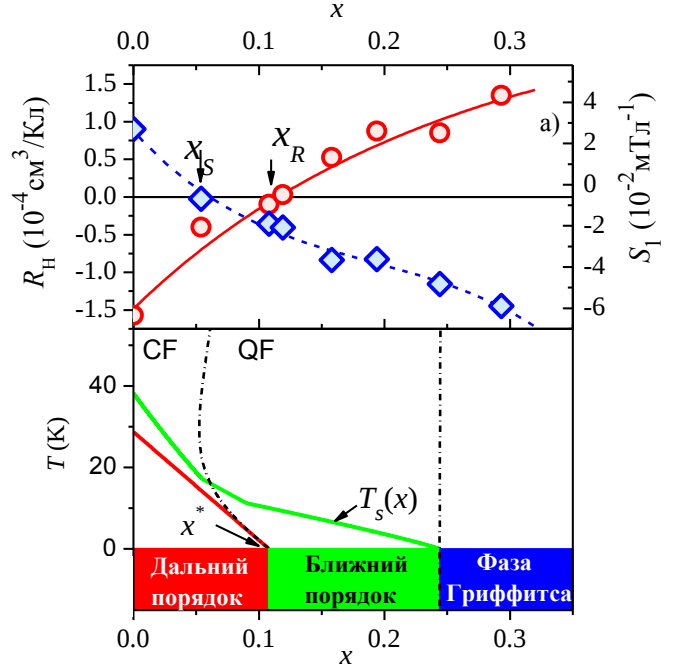


Рисунок 6. (а) Концентрационные зависимости коэффициентов $R_H(x)$ и $S_1(x)$, соответствующих нормальному и аномальному вкладам в эффект Холла в твердых растворах замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$, соответственно. Сплошная линия на панели (а) – результат аппроксимации уравнением (3). (б) Магнитная фазовая T - x диаграмма

сводится к однопараметрической модели, которая хорошо описывает экспериментальные данные с $R_H(0) = -(1,48 \pm 0,16) \cdot 10^{-4} \text{ см}^3/\text{Кл}$ и $a = 0,13 \pm 0,04$ (сплошная линия на рисунке ба). Отличная корреляция полученной параметрической зависимости и экспериментальных данных подтверждает предположение о независимом от концентрации железа отношении подвижностей электронов и дырок $b(x) = 0,28$.

С учетом рассчитанных значений концентраций электронов и дырок для соединений ряда $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($0 \leq x < 0,3$) выполнены оценки амплитуды и знака косвенного обменного взаимодействия Рудермана-Киттеля-Касуи-Иосиды (РККИ) в первой (J_1) и второй (J_2) координационных сферах. Показано, что равенство амплитуд обменного РККИ взаимодействия $|J_1| \approx |J_2|$ в квантовых критических точках $x^* = 0,12$ и $x_c = 0,24$ свидетельствует о необходимости учета эффектов фрустрации при анализе квантового критического поведения в $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. В парамагнитной фазе моносилицида марганца ($T > T_c = 29,15 \text{ К}$) обнаружена универсальная линейная связь между амплитудой отрицательного магнитосопротивления и квадратом намагниченности $\Delta\rho/\rho = -aM^2$ с независимым от температуры коэффициентом $a = 2,79 \text{ мВ}^{-2}$, которая выполняется при изменении магнитосопротивления более чем на два порядка. Количественная интерпретация универсального соотношения между магнитосопротивлением и намагниченностью может быть выполнена в рамках s-d обменной модели, описывающей рассеяние зонных электронов на локализованных магнитных моментах марганца.

2. Прецизионное измерение магнитосопротивления в MnSi с разрешением $\Delta\rho = 10^{-9} \text{ Ом}\cdot\text{см}$ позволило идентифицировать новый магнитный переход внутри фазы скирмионной решетки (А-фазы) связанный с изменением анизотропии магнитного рассеяния. Представлены экспериментальные аргументы в пользу того, что скирмионная решетка в области изотропного магнитосопротивления в MnSi построена из отдельных квазичастиц - скирмионов - по аналогии со смешанным состоянием сверхпроводников второго рода.

3. Установлено, что магнитная фазовая T - x диаграмма твердых растворов замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ характеризуется наличием двух квантовых критических точек $x^* \sim 0,12$ и $x_c \sim 0,24$. Первая квантовая критическая точка $x^* \sim 0,12$ отвечает исчезновению дальнего магнитного порядка и скрыта внутри фазы с промежуточным магнитным порядком. Второй квантовый фазовый переход при $x_c \sim 0,24$ соответствует подавлению промежуточного магнитного

порядка спин-жидкостного типа. В области $x > x_c$ магнитная подсистема $Mn_{1-x}Fe_xSi$ распадается на спиновые кластеры и формируется фаза Гриффитса, особенностью которой является низкотемпературная степенная расходимостью магнитной восприимчивости вида $\chi(T) \sim 1/T^\xi$ ($\xi \sim 0,5-0,6$).

4. Впервые разработана процедура достоверного разделения нормального и аномального вкладов в эффект Холла в твердых растворах замещения $Mn_{1-x}Fe_xSi$ в области составов $x < 0,3$. Для аномального вклада в эффект Холла в $MnSi$ обнаружен переход от собственного механизма, определяемого вкладом фазы Берри при температурах, меньших температуры перехода в фазу с дальним магнитным порядком ($T < T_c$), к внешнему механизму, связанному с асимметричным рассеянием носителей заряда на локализованных магнитных моментах в парамагнитной фазе ($T > T_c$). Показано, что замещение марганца железом приводит к эффективному дырочному легированию, в результате которого при $x \sim 0,115$ происходит инверсия знака нормального коэффициента Холла, меняющегося в пределах от $R_H = -1,57 \text{ см}^3/\text{Кл}$ ($x = 0$) до $R_H = +1,35 \text{ см}^3/\text{Кл}$ ($x = 0,29$). Установлено, что изменение знака аномального эффекта Холла в парамагнитной фазе $Mn_{1-x}Fe_xSi$ при $x \sim 0,04$ можно связать с эффектом кроссовера между классическими и квантовыми критическими флуктуациями.

Список работ по теме диссертации, опубликованных в журналах, рекомендованных ВАК РФ

1. S.V. Demishev, V.V. Glushkov, I.I. Lobanova, M.A. Anisimov, V.Yu. Ivanov, T.V. Ishchenko, M.S. Karasev, N.A. Samarin, N.E. Sluchanko, V.M. Zimin, A.V. Semeno. Magnetic phase diagram of $MnSi$ in the high-field region // *Physical Review B*. – 2012. – V.85, Is.4. – P.045131;

2. С.В. Демишев, И.И. Лобанова, В.В. Глушков, Т.В. Ищенко, Н.Е. Случанко, В.А. Дядькин, Н.М. Потапова, С.В. Григорьев. Квантовая бикритичность в твердых растворах $Mn_{1-x}Fe_xSi$: обменное взаимодействие и эффекты перколяции // *Письма в ЖЭТФ* – 2013.- Т.98, В.12. – С.933 – 937;

3. С.В. Демишев, А.Н. Самарин, В.В. Глушков, М.И. Гильманов, И.И. Лобанова, Н.А. Самарин, А.В. Семенов, Н.Е. Случанко, В.А. Дядькин, Н.М. Чубова, С.В. Григорьев. Аномальная спиновая релаксация и квантовая критичность в твердых растворах $Mn_{1-x}Fe_xSi$ // *Письма в ЖЭТФ*. – 2014. – Т.100, В.1. – С.30 – 33;

4. В.В. Глушков, И.И. Лобанова, В.Ю. Иванов, С.В. Демишев. Аномальный эффект Холла в $MnSi$: переход от собственного к внешнему механизму // *Письма в ЖЭТФ*. – 2015. –

T.101, B.7. – C.459-464;

5. V.V. Glushkov, I.I. Lobanova, V.Yu. Ivanov, V.V. Voronov, V.A. Dyadkin, N.M. Chubova, S.V. Grigoriev, and S.V. Demishev. Scrutinizing Hall effect in $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$: Fermi surface evolution and hidden quantum criticality // *Physical Review Letters*. – 2015. – V.115, Is.25. – P.256601;

6. I.I. Lobanova, V.V. Glushkov, N. E. Sluchanko, S. V. Demishev. Macroscopic evidence for Abrikosov-type magnetic vortexes in MnSi A-phase // *Scientific Reports*. – 2016. – V.6. – P.22101;

7. С.В. Демишев, И.И. Лобанова, А.В. Богач, В.В. Глушков, В.Ю. Иванов, Т.В. Ищенко, Н.А. Самарин, Н.Е. Случанко, С. Габани, Е. Чижмар, К. Флахбар, Н.М. Чубова, В.А. Дядькин, С.В. Григорьев. Влияние магнитного поля на промежуточную фазу в $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$: спиновая жидкость против флуктуационного сценария // *Письма в ЖЭТФ*. – 2016. – Т.103. – С.365–371;

8. С.В. Демишев, В.В. Глушков, С.В. Григорьев, М.И. Гильманов, И.И. Лобанова, А.Н. Самарин, А.В. Семенов, Н.Е. Случанко. Квантовые фазовые переходы в спиральных магнетиках без центра инверсии // *Успехи Физических Наук*. – 2016. – Т.186. – С.628–632;

Цитированная литература

1. Demishev S.V. et al. // *JETP Lett.* - 2011. - V.93, Is.4. - P.213.
2. Grigoriev S.V. et al. // *Phys. Rev. B.* - 2006. - V.74, Is.21. - P.214414.
3. Moriya T. *Spin fluctuations in itinerant electron magnetism*. - Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo: Springer-Verlag, 1985
4. Bauer A. et al. // *Phys. Rev. B.* - 2010. - V.82, Is.06. - P.064404.
5. Bauer A. et al. // *Phys. Rev. B.* - 2012. - V.85, Is.21. - P.214418.
6. Pappas C. et al. // *Phys. Rev. B.* - 2011. - V.83, Is.22. - P.224405.
7. Pappas C. et al. // *Phys. Rev. Lett.* - 2009. - V.102, Is.19. - P.197202.
8. Adams T. et al. // *Phys. Rev. Lett.* - 2011. - V.107, Is.21. - P.217206.
9. Grigoriev S.V. et al. // *Phys. Rev. B.* - 2010. - V.81, Is.1. - P.012408.
10. Grigoriev S.V. et al. // *Phys. Rev. B.* - 2009. - V.79, Is.14. - P.144417.
11. Lee M. et al. // *Phys. Rev. B.* - 2007. - V.75, Is.17. - P.172403.
12. Manyala N. et al. // *Nature Materials*. - 2004. - V.3, Is.4. - P.255.
13. Neubauer A. et al. // *Physica B.* - 2009. - V.404, Is.16. - P.3163.
14. Franz C. et al. // *Phys. Rev. Lett.* - 2014. - V.112, Is.18. - P.186601.
15. Ritz R. et al. // *Nature*. - 2013. - V.497, Is.7448. - P.231.

16. Van der Marel D. et al. // Physica B: Cond. Matt. - 1998. - V.244. - P.138.
17. Стишов С.М. и др. // Успехи физических наук. - 2011. - Т.181, в.11. - С.1157.
18. Yosida K. et al. // Phys. Rev. - 1957. - V.107, Is.2. - P.396.
19. Dudko K.L. et al. // Sov. Phys. JETP. - 1972. - V.34. - P.362.
20. Han J. H. et al // Phys. Rev. B. - 2010. - V.82, Is.9. - P.094429.
21. Белов К.П. *Магнитные превращения*. - М: Физматлит, 1959
22. Lee M. et al. // Phys. Rev. Lett. - 2009. - V.102, Is.18. - P.186601.
23. Nagaosa N. et al. // Rev. Mod. Phys. - 2010. - V.82. - P.1539.
24. Зеегер К. *Физика полупроводников*. - М.: Мир, 1977.