

Квантовые фазовые переходы в спиральных магнетиках без центра инверсии

С.В. Демишев, В.В. Глушков, С.В. Григорьев, М.И. Гильманов,
И.И. Лобанова, А.Н. Самарин, А.В. Семенов, Н.Е. Случанко

Показано, что магнитная фазовая $T-x$ -диаграмма твёрдых растворов замещения $Mn_{1-x}Fe_xSi$ характеризуется наличием двух квантовых критических точек, первая из которых, $x^ \sim 0,11$, соответствует исчезновению дальнего спирального магнитного порядка, а вторая, $x_c \sim 0,24$, — подавлению магнитной фазы с ближним магнитным порядком. Установлено, что микроскопической причиной возникновения сложного квантового критического режима является эволюция структуры поверхности Ферми, обусловленная изменением состава твёрдого раствора.*

Ключевые слова: спиральные магнетики, $Mn_{1-x}Fe_xSi$, квантовая критичность, магнитная фазовая диаграмма, электронный парамагнитный резонанс, эффект Холла, сильно коррелированные электронные системы

PACS numbers: 75.10.Kt, 75.30.Kz, **75.47.-m**, 75.50.Bb, 76.30.Fc

DOI: 10.3367/UFNr.2016.02.037767

Содержание

1. Введение (628).
 2. Магнитная фазовая диаграмма твёрдых растворов $Mn_{1-x}Fe_xSi$ (629).
 3. Экспериментальная проверка теоретической модели (629).
 4. Эффект Холла и природа квантовой критичности в $Mn_{1-x}Fe_xSi$ (630).
 5. Заключение (631).
- Список литературы (632).

С.В. Демишев. Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова 38, 119991 Москва, Российская Федерация; Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", ул. Мясницкая 20, 101000 Москва, Российская Федерация
E-mail: demis@lt.gpi.ru

В.В. Глушков, И.И. Лобанова, А.В. Семенов, Н.Е. Случанко. Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова 38, 119991 Москва, Российская Федерация; Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер. 9, 141700 Долгопрудный, Московская обл., Российская Федерация
E-mail: glushkov@lt.gpi.ru, lobanova@lt.gpi.ru, semeno@lt.gpi.ru, nes@lt.gpi.ru

С.В. Григорьев. Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова, Орлова роща, 188300 Гатчина, Ленинградская обл., Российская Федерация
E-mail: grigor@lms.npi.spb.ru

М.И. Гильманов, А.Н. Самарин. Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер. 9, 141700 Долгопрудный, Московская обл., Российская Федерация
E-mail: wlesavo@gmail.com, sasha@lt.gpi.ru

Статья поступила 3 марта 2016 г.

1. Введение

Спиральные магнетики без центра инверсии в последнее время привлекают внимание исследователей главным образом в связи с экспериментальной реализацией специальных магнитных вихревых структур — скирмионов [1, 2]. Однако скирмионная проблематика не исчерпывает богатства физических явлений, характерного для данного класса материалов. В частности, не меньший фундаментальный интерес представляет изучение квантовых фазовых переходов, которые могут возникать в условиях высокого давления [3] или могут быть индуцированы изменением состава образцов [4]. В настоящей статье сообщается об исследовании квантовых критических явлений в монокристаллах твёрдых растворов замещения $Mn_{1-x}Fe_xSi$ в области составов $x < 0,3$. Данные соединения представляют собой металлы, в которых спиральная магнитная структура возникает в результате сочетания ферромагнитного обменного взаимодействия и разрешённого по симметрии взаимодействия Дзялошинского–Мории [4, 5]. Кристаллическая структура $Mn_{1-x}Fe_xSi$ показана на рис. 1.

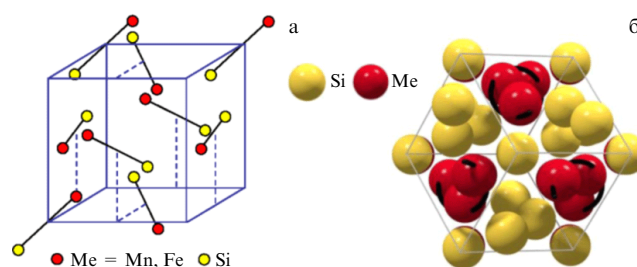


Рис. 1. (а) Схематическое изображение структуры твёрдых растворов замещения $Mn_{1-x}Fe_xSi$ (структурный тип B20). (б) Вид структуры, изображённой на рис. а, вдоль направления [111].

По определению, квантовые фазовые переходы — это переходы, происходящие при абсолютном нуле температуры, $T = 0$, и соответствующая точка на оси управляющего параметра называется квантовой критической точкой (quantum critical point, QCP) [6]. Для соединений на основе моносиллицида марганца, MnSi , теоретические модели предсказывают существование QCP, разделяющей фазы со спиральным и дальним магнитным порядком (long-range order, LRO) и ближним магнитным порядком (short-range order, SRO) [7, 8]. Последняя фаза часто описывается в литературе как фаза киральной спиновой жидкости [7]. С экспериментальной точки зрения о наличии QCP можно судить по аномалиям физических свойств (например, удельного сопротивления ρ или магнитной восприимчивости χ) при $T > 0$ в парамагнитной фазе [6]. Однако в случае $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ситуация осложняется тем, что со стороны конечных температур QCP оказывается закрытой куполом фазы с ближним магнитным порядком, что делает нетривиальным наблюдение особенностей, свидетельствующих о возникновении квантового критического режима.

2. Магнитная фазовая диаграмма твёрдых растворов $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$

Для определения магнитной фазовой диаграммы $T-x$ твёрдых растворов $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ была использована методика, основанная на установленной в работе [9] корреляции между качественным изменением картины малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов (Small Angle Neutron Scattering — SANS) и особенностями температурной зависимости $\chi(T)$. Найдено, что переходу в LRO-фазу отвечает максимум производной $\partial\chi/\partial T$, а переходу в SRO-фазу — минимум этой производной. Кроме того, для определения точки возникновения ферромагнитных корреляций можно воспользоваться анализом полевых зависимостей намагниченности в координатах Белова–Аррота [10]. Полученная таким способом магнитная фазовая диаграмма $T-x$ показана на рис. 2а. Видно, что увеличение концентрации железа x приводит вначале к уменьшению температуры перехода T_c в фазу с дальним магнитным порядком, полное подавление которого ожидается при $x^* \sim 0,11-0,12$. В области $x < x^*$ понижение температуры приводит вначале к переходу в фазу с ближним магнитным порядком, а при $x > x^*$ единственная фазовая граница соответствует переходу между парамагнитной (PM) фазой и SRO-фазой. Температура перехода в фазу с ближним магнитным порядком $T_s(x)$ также уменьшается с возрастанием концентрации железа, и экстраполяция к значению $T_s(x) = 0$ даёт новую характерную концентрацию $x_c \sim 0,24$. Интересно, что в диапазоне $x > x_c$ магнитная восприимчивость зависит от температуры степенным образом: $\chi(T) \sim 1/T^\xi$ с показателем степени $\xi \sim 0,5-0,6$ [10]. Наблюдаемая аномальная зависимость $\chi(T)$ свидетельствует о возникновении квантового критического режима, обусловленного беспорядком [11]. В этом случае основным состоянием оказывается фаза Гриффитса [11, 12], образованная изолированными спиновыми кластерами, которые появляются в объёме образца из-за дисперсии обменного взаимодействия J .

Таким образом, экспериментальные данные указывают на существование у соединения $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ двух квантовых критических точек, x^* и x_c , отвечающих подавлению дальнего и ближнего магнитных порядков соответственно. Очевидно, что точка x^* является скры-

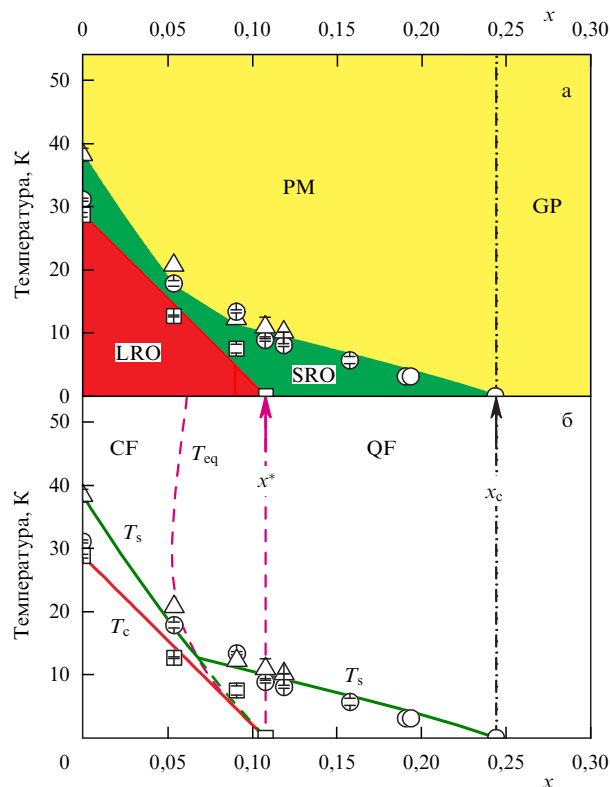


Рис. 2. Магнитная фазовая диаграмма $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$: (а) экспериментальные, (б) теоретические результаты. PM — парамагнитная фаза, GP — фаза Гриффитса. CF и QF — соответственно области доминирования классических и квантовых критических флуктуаций. (По данным работы [10].)

той (рис. 2а). Данная интерпретация магнитной фазовой диаграммы подтверждается теоретической моделью, предложенной в [10]. В рамках развитого подхода предполагается, что промежуточные фазы с ближним магнитным порядком образуются тогда, когда при понижении температуры радиус магнитной флуктуации $R(T)$ возрастает до некоторого критического значения, которое зависит от степени беспорядка в системе. Особенностью модели является предположение о сосуществовании классических флуктуаций и квантовых критических спиновых флуктуаций с радиусами $R_{cl} \sim 1/(T - T_c)^\beta$ и $R_{qc} \sim 1/T$ соответственно [6, 10], при этом для описания фазовой диаграммы $T-x$ достаточно одного свободного параметра, задающего амплитуду квантовых критических флуктуаций (рис. 2б). Интересно, что в этом случае скрытая квантовая критическая точка x^* порождает две новые линии на магнитной фазовой диаграмме: линию $x = x^*$, разделяющую область сосуществования классических и квантовых критических флуктуаций ($x < x^*$) и область, в которой имеют место исключительно квантовые критические флуктуации ($x > x^*$), и линию кроссовера $T_{eq}(x)$, которая определяется условием $R_{cl}(T) = R_{qc}(T)$ (штриховые линии на рис. 2б; в области слева от линии кроссовера доминируют классические флуктуации).

3. Экспериментальная проверка теоретической модели

Предыдущие исследования выявили, что основной вклад в транспортные свойства $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ вносит магнитное

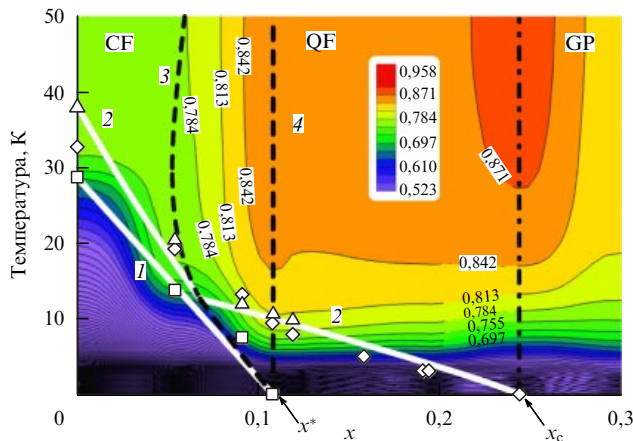


Рис. 3. (В цвете онлайн.) Карта $\alpha(T, x)$: линия 1 — $T_c(x)$, 2 — $T_c(x)$, 3 — $T_{cq}(x)$, 4 — $x = x^*$. Остальные обозначения те же, что и на рис. 2 (см. подробности в тексте).

рассеяние [13], и, следовательно, удельное сопротивление $\rho(T, x)$ будет зависеть от характера спиновых флуктуаций. При низких температурах температурные зависимости $\rho(T, x)$ для $Mn_{1-x}Fe_xSi$ представимы в виде $\rho(T, x) = \rho_0 + AT^z$. В эксперименте остаточное сопротивление ρ_0 может быть определено посредством экстраполяции данной аппроксимации к значению $T = 0$. Поэтому для выявления тонких особенностей магнитного рассеяния температурные зависимости удельного сопротивления приводились к виду $\alpha(T, x) = \ln[(\rho - \rho_0)/A(T, x)]/\ln T$, что позволяет исключить не связанные с магнитным рассеянием изменения параметра ρ_0 , обусловленные, например, неконтролируемыми примесями. Полученная таким образом карта $\alpha(T, x)$ показана на рис. 3. Обращает на себя внимание то, что особенности $\alpha(T, x)$ в парамагнитной фазе не только возникают в окрестности обычной квантовой критической точки $x_c \sim 0,24$, но и оказываются связанными с новыми линиями на магнитной фазовой диаграмме, являющимися следствием наличия скрытой квантовой точки $x^* \sim 0,11$. Действительно, возрастание показателя степени α возникает как раз между линией кроссовера $T_{cq}(x)$ и линией $x = x^*$, т.е. в той области параметров, где, согласно [10], должна происходить смена режима спиновых флуктуаций в парамагнитной фазе. Таким образом, предположение о существовании скрытой квантовой критической точки в системе $Mn_{1-x}Fe_xSi$ получает экспериментальное подтверждение.

Другой метод "визуализации" квантовых критических точек на магнитной фазовой диаграмме $T-x$ предложен в работе [14], где система $Mn_{1-x}Fe_xSi$ исследовалась методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). Установлено, что форма линии ЭПР соответствует магнитным колебаниям локализованных магнитных моментов ионов марганца, а её ширина W определяется характерным временем и амплитудой спиновых флуктуаций [14]. Температурные зависимости $W(T)$ для образцов с различной концентрацией железа приведены на рис. 4. Видно, что замещение марганца железом приводит к возрастанию ширины линии ЭПР, а в окрестности квантовых критических точек x^* и x_c температурная зависимость $W(T)$ ослабляется. Данная особенность спиновой релаксации была предсказана в теории ЭПР в сильно коррелированных металлах, разработанной Абрахамсом и Вольфле [15]. Используя температурно-зависимый вклад в ширину линии, найденный в [15], можно получить выражение $W(T) = W_1 T \arctan(T/T_x) + W_0$, где

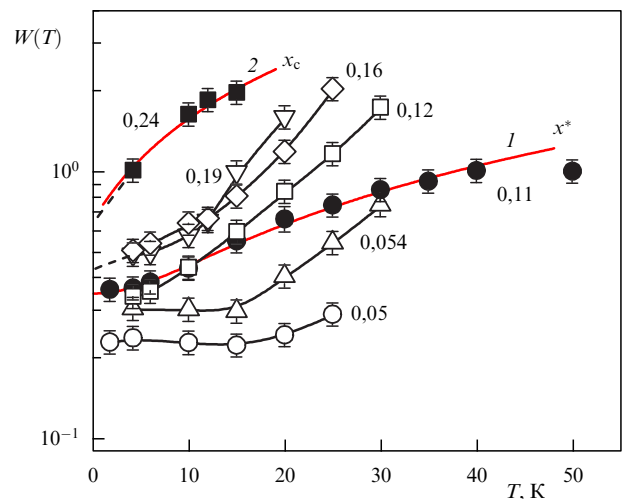


Рис. 4. Температурные зависимости ширины линии ЭПР в системе $Mn_{1-x}Fe_xSi$. Кривые 1 и 2 — результаты расчёта в рамках теории Абрахамса – Вольфле (см. подробности в тексте). Числами у кривых обозначена концентрация железа. (По данным работы [14].)

W_1 и W_0 — некоторые постоянные, а T_x — энергетический масштаб, задающий переход от ферми-жидкостного ($T \ll T_x$) режима к не-ферми-жидкостному ($T \gg T_x$) [14, 15]. Теоретическая зависимость $W(T)$ хорошо описывает экспериментальные данные для образцов с $x = 0,11 \sim x^*$ и $x = 0,24 \sim x_c$ с параметрами $T_x \sim 11$ К (кривая 1 на рис. 4) и $T_x \sim 0$ (кривая 2 на рис. 4) соответственно. Сравнивая этот результат с данными, представленными на рис. 2, можно заключить, что в $Mn_{1-x}Fe_xSi$ характерная температура T_x оказывается порядка температуры перехода в SRO-фазу. Мы видим, что вдоль линий $x = x^*$ и $x = x_c$ на магнитной фазовой диаграмме $T-x$ при конечных температурах возникает аномальная спиновая релаксация, ожидаемая для квантовых критических точек.

4. Эффект Холла и природа квантовой критичности в $Mn_{1-x}Fe_xSi$

Полученные экспериментальные данные подтверждают представление о двух последовательных квантовых переходах, отвечающих подавлению дальнего и ближнего магнитного порядка в системе $Mn_{1-x}Fe_xSi$. При этом убывание $T_c(x)$ и исчезновение LRO можно связать с уменьшением обменной энергии $J(x)$ [10, 16], а переход при $x = x_c$ — с перколяционными эффектами, так как при $x > x_c$ магнитная подсистема $Mn_{1-x}Fe_xSi$ разбивается на спиновые кластеры и концентрация x_c может быть сопоставлена с порогом протекания [10]. Данная интерпретация, хотя она и соответствует экспериментальным данным, оставляет в стороне два важных вопроса. Во-первых, сравнение концентрационных зависимостей $T_c(x)$ и $J(x)$ показывает, что температура перехода обращается в нуль раньше, чем обменный интеграл [16]. Во-вторых, во всей области $x < 0,3$ наиболее вероятным ближайшим соседом иона марганца остаётся ион марганца. Таким образом, необходимо установить микроскопическую природу квантовой критичности и выяснить причины расхождения $T_c(x)$ и $J(x)$, а также определить механизм, ответственный за перколяцию.

Ответы на эти вопросы были получены при исследовании эффекта Холла. Для нас наибольший интерес представляют данные по нормальному эффекту Холла,

позволяющие найти концентрацию носителей заряда в парамагнитной фазе. Однако в случае $Mn_{1-x}Fe_xSi$ возникает дополнительная трудность, связанная с тем, что основной вклад в холловское сопротивление ρ_H вносит аномальный эффект Холла. Эта ситуация привела авторов работы [17] к пессимистическому выводу о невозможности корректного выделения нормальной компоненты на фоне аномальной. Данная "неразрешимая" проблема была решена нами посредством анализа холловского сопротивления в слабом магнитном поле [18, 19]. Предложенный метод позволил установить, что в парамагнитной фазе $Mn_{1-x}Fe_xSi$ зависимость ρ_H от магнитного поля B и температуры T хорошо описывается в модели асимметричного рассеяния (skew-scattering): $\rho_H = RB + S_1\rho(B, T)M(B, T)$, в которой нормальный коэффициент Холла R и коэффициент S_1 , задающий величину аномального вклада, являются функциями только концентрации железа и не зависят ни от температуры, ни от магнитного поля.

Найденные концентрационные зависимости $R(x)$ и $S_1(x)$ показаны на рис. 5а. Оба параметра меняют знак при увеличении содержания железа в образце. Обращает на себя внимание то, что инверсия знака S_1 при x_S происходит в окрестности кривой $T_{eq}(x)$, предсказанной в работе [10] (рис. 2б), и данный параметр оказывается чувствительным к смене режима магнитного рассеяния. При этом точка инверсии знака нормального коэффициента Холла x_R практически совпадает со скрытой квантовой критической точкой (см. рис. 2, 5).

Эксперимент (рис. 5а) показывает, что замещение марганца железом индуцирует дырочное легирование. Использование стандартной двухзонной модели [19] позволяет хорошо описать экспериментальную форму

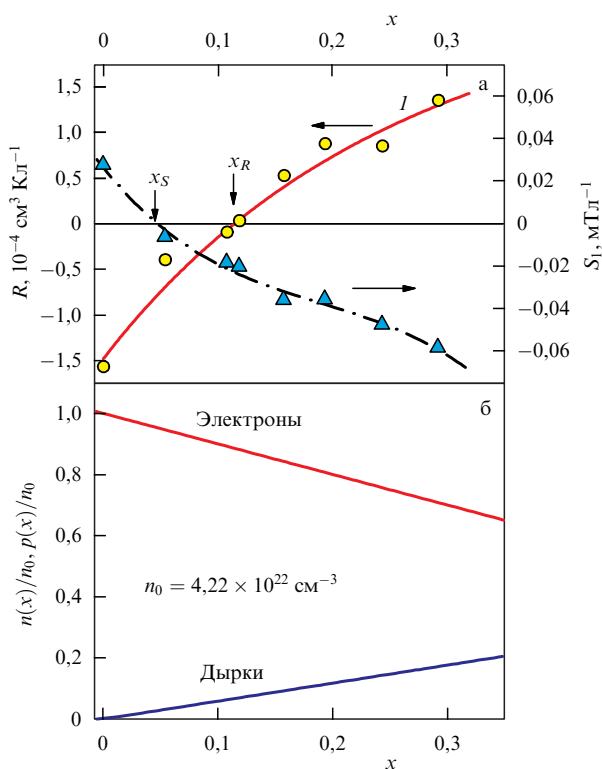


Рис. 5. (а) Коэффициенты, описывающие нормальный (R) и аномальный (S_1) эффекты Холла. Кривая I — расчёт в модели двух групп носителей заряда. (б) Следующее из модели изменение концентрации электронов и дырок в системе $Mn_{1-x}Fe_xSi$. (По результатам работ [18, 19]).

кривой $R(x)$ (кривая I на рис. 5а) и найти концентрации электронов $n(x)$ и дырок $p(x)$ (рис. 5б). Полученные данные позволяют сделать оценку обменного взаимодействия в $Mn_{1-x}Fe_xSi$. Хотя исторически принято считать, что $MnSi$ является типичным зонным магнетиком [20], совокупность последних экспериментальных данных по магнитному рассеянию [13] и ЭПР [14], а также расчёты в рамках приближения локальной плотности (Local Density Approximation — LDA) [21] однозначно свидетельствуют о локализации спиновой плотности на ионах марганца. В такой ситуации применима модель обмена Рудермана–Киттеля–Касуи–Иосиды (РККИ) [22], и если для оценки принять квадратичные законы дисперсии для электронов и дырок, то данные рис. 5б позволяют найти обменные интегралы, описывающие взаимодействие $J_1(x)$ между ближайшими соседями (nn) и взаимодействием $J_2(x)$ между соседями, следующими за ближайшими (nnn) [19].

Зависимость РККИ-взаимодействия от расстояния между ионами марганца для чистого $MnSi$ показана на рис. 6а. Видно, что nn-обмен ферромагнитен, $J_1 > 0$, а nnn-обмен антиферромагнитен, $J_2 < 0$, что указывает на необходимость учёта эффектов фрустрации при анализе магнитного состояния в системе $Mn_{1-x}Fe_xSi$. В присутствии электронов и дырок РККИ-обмен зависит от отношения эффективных масс электронов и дырок m_e/m_h [19, 22], которое может быть определено из условия соответствия экспериментальных данных $J(x)$ [16] теоретической зависимости $J_1(x)$. Найдено, что наилучшее согласие между теорией и экспериментом достигается при $m_e/m_h = 0,325$ (рис. 6б).

После того как отношение m_e/m_h фиксировано, nnn-обмен $J_2(x)$ находится без привнесения каких-либо дополнительных параметров. Из рисунка 6 видно, что $J_2(x) < 0$ во всём диапазоне $x < 0,3$, в то время как nn-обмен меняет знак при $x_J \sim 0,17$. Кроме того, в окрестности скрытой QCP x^* выполняются условия $J_1 > 0$, $J_2 < 0$ и $|J_1| \sim |J_2|$, соответствующие режиму сильной фрустрации, обуславливающему подавление дальнего магнитного порядка. В результате $T_c(x)$ обращается в нуль быстрее, чем $J(x)$, что и наблюдается экспериментально [16]. В области составов $x \sim x_c$ оба обмена, nn и nnn, антиферромагнитны и фрустрация существенна, причём снова справедливо соотношение $|J_1| \sim |J_2|$ (рис. 6б). В такой ситуации естественно предположить, что в окрестности второй QCP, x_c , эффекты фрустрации будут способствовать распаду системы на спиновые кластеры с образованием фазы Гриффитса.

Интересно, что детальное рассмотрение эффектов фрустрации для $MnSi$ в отсутствие взаимодействия Дзялошинского–Мории (ДМ) показывает [23], что фрустрация приводит к образованию магнитных спиралей, ориентированных вдоль направления [110], в то время как ДМ-взаимодействие ориентирует магнитные спирали в нулевом магнитном поле вдоль направлений [111] (см. [5, 16]). Поэтому можно ожидать, что не только эффекты беспорядка замещения, но и конкуренция между эффектами фрустрации и ДМ-взаимодействием будут приводить к потере дальнего магнитного порядка и образованию фаз с ближним магнитным порядком в соответствии с наблюдаемой магнитной фазовой диаграммой $T-x$ (см. рис. 2).

5. Заключение

Таким образом, мы показали, что квантовой критичностью в $Mn_{1-x}Fe_xSi$ управляют изменение concentra-

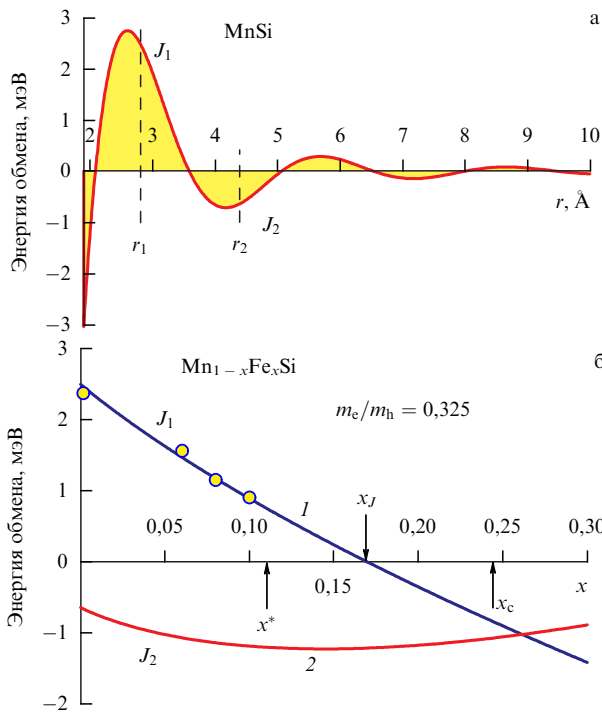


Рис. 6. (а) РККИ-функция для MnSi, r_1 — расстояние между ближайшими соседями (nn), r_2 — расстояние до соседей, следующих за ближайшими (nnn). (б) Изменение обменных энергий J_1 (nn) и J_2 (nnn). Кривые 1, 2 — результаты теоретического расчёта, кружками показаны экспериментальные данные [16]. (По данным работы [19].)

ции электронов и дырок, влияющее через РККИ-взаимодействие на обменные энергии и фрустрацию, а также эффекты беспорядка замещения. Из результатов настоящей работы следуют как предсказания относительно характеристик и особенностей эволюции структуры поверхности Ферми при изменении состава твёрдого раствора, так и замена ферромагнитного типа обменного взаимодействия между ближайшими соседями антиферромагнитным. Проверка этих предположений может стать перспективной задачей будущих исследований системы

Quantum phase transitions in spiral magnets without inversion center

S.V. Demishev. Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Vavilova 38, 119991 Moscow, Russian Federation; National Research University "Higher School of Economics", ul. Myasnitskaya 20, 101000 Moscow, Russian Federation. E-mail: demis@lt.gpi.ru

V.V. Glushkov, I.I. Lobanova, A.V. Semeno, N.E. Sluchanko. Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Vavilova 38, 119991 Moscow, Russian Federation; Moscow Institute of Physics and Technology (State University), Institutskii per. 9, 141700 Dolgoprudnyi, Moscow region, Russian Federation

E-mail: glushkov@lt.gpi.ru, lobanova@lt.gpi.ru, semeno@lt.gpi.ru, nes@lt.gpi.ru

S.V. Grigorev. National Research Centre "Kurchatov Institute", Konstantinov Petersburg Nuclear Physics Institute, Orlova roshcha, 188300 Gatchina, Leningrad region, Russian Federation. E-mail: grigor@lns.pnpi.spb.ru

M.I. Gilmanov, A.N. Samarin. Moscow Institute of Physics and Technology (State University),

Institutskii per. 9, 141700 Dolgoprudnyi, Moscow region, Russian Federation. E-mail: wlesavo@gmail.com, sasha@lt.gpi.ru

It is shown that the $T-x$ magnetic phase diagram of $Mn_{1-x}Fe_xSi$ solid solutions exhibits two quantum critical points: $x^* \sim 0.11$, which corresponds to the disappearance of long-range spiral magnetic order, and $x_c \sim 0.24$, which marks the suppression of the phase with short-range magnetic order. It is established that the macroscopic reason for observed complicated quantum critical behavior is the evolution of the Fermi-surface driven by an increase of the iron concentration.

Keywords: spiral magnets, $Mn_{1-x}Fe_xSi$, quantum criticality, magnetic phase diagram, electron paramagnetic resonance, Hall effect, strongly correlated electron systems

PACS numbers: 75.10.Kt, 75.30.Kz, **75.47.-m**, 75.50.Bb, 76.30.Fc

Bibliography — 23 references

Received 3 March 2016

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **186** (6) 628–632 (2016)

DOI: 10.3367/UFNr.2016.02.037767

Physics – Uspekhi **59** (6) (2016)

DOI: 10.3367/UFNe.2016.02.037767

$Mn_{1-x}Fe_xSi$ методами нейтронной дифракции и фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (Angle-Resolved Photoemission Spectroscopy — ARPES).

Работа поддержана грантом РФФИ 13-02-00160 и программами РАН "Электронный спиновый резонанс, спин-зависимые электронные эффекты и спиновые технологии" и "Электронные корреляции в системах с сильным взаимодействием".

Список литературы

- Mühlbauer S et al. *Science* **323** 915 (2009)
- Lobanova I I et al. *Sci. Rep.* **6** 22101 (2016)
- Pfleiderer C et al. *Phys. Rev. B* **55** 8330 (1997)
- Bauer A et al. *Phys. Rev. B* **82** 064404 (2010)
- Grigoriev S V et al. *Phys. Rev. B* **81** 012408 (2010)
- Sachdev S *Quantum Phase Transitions* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2011)
- Tewari S, Belitz D, Kirkpatrick T R *Phys. Rev. Lett.* **96** 047207 (2006)
- Krüger F, Karahasanovic U, Green A G *Phys. Rev. Lett.* **108** 067003 (2012)
- Grigoriev S V et al. *Phys. Rev. B* **83** 224411 (2011)
- Demishev S V et al. *Письма в ЖЭТФ* **98** 933 (2013); *JETP Lett.* **98** 829 (2013)
- Bray A J *Phys. Rev. Lett.* **59** 586 (1987)
- Griffiths R B *Phys. Rev. Lett.* **23** 17 (1969)
- Demishev S V et al. *Phys. Rev. B* **85** 045131 (2012)
- Demishev S V et al. *Письма в ЖЭТФ* **100** 30 (2014); *JETP Lett.* **100** 28 (2014)
- Abrahams E, Wölfle P *Phys. Rev. B* **78** 104423 (2008)
- Grigoriev S V et al. *Phys. Rev. B* **79** 144417 (2009)
- Franz C et al. *Phys. Rev. Lett.* **112** 186601 (2014)
- Glushkov V V et al. *Письма в ЖЭТФ* **101** 512 (2015); *JETP Lett.* **101** 459 (2015)
- Glushkov V V et al. *Phys. Rev. Lett.* **115** 256601 (2015)
- Moriya T *Spin Fluctuations in Itinerant Electron Magnetism* (Berlin: Springer-Verlag, 1985); Пер. на русск. яз.: Мория Т *Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами* (М.: Мир, 1988)
- Corti M et al. *Phys. Rev. B* **75** 115111 (2007)
- Вонсовский С В *Магнетизм* (М.: Наука, 1971); Пер. на англ. яз.: Vonsovskii S V *Magnetism* (New York: J. Wiley, 1974)
- Hopkinson J M, Kee H-Y *Phys. Rev. B* **75** 064430 (2007)