

Фазы Гриффитса и аномальное увеличение температуры Кюри в системах с магнитным беспорядком*

С.В. Демишев, В.В. Бражкин, А.В. Боков, О.С. Волкова, Р.М. Ерёмкина, В.Н. Краснорусский, И.К. Шамова, А.В. Цвященко

В обзоре рассматриваются неупорядоченные магнитные системы гриффитсовского типа, магнитный беспорядок в которых обусловлен дисперсией локальных магнитных полей. Показано, что в таких системах магнитные кластеры существуют при температурах как выше, так и ниже точки Кюри, что приводит к аномальной температурной зависимости магнитной восприимчивости в парамагнитной фазе. Ярким проявлением данного типа беспорядка могут служить степенные полевые зависимости намагниченности в ферромагнитной фазе, существующие в широких диапазонах температуры и магнитного поля, причем анализ параметров степенных функций позволяет построить параметр порядка для фазы Гриффитса с конечной температурой магнитного перехода. Разработанная модель магнитных свойств подтверждается экспериментальными результатами для таких сильно коррелированных систем как манганиты, перовскиты, кобальтиты, диалюминиды, пирохлоры, различные интерметаллиды, системы со скрытым порядком и спиральные магнетики. Особый интерес представляют недавно синтезированные твёрдые растворы замещения в нецентросимметричной системе $MnSi-RhSi$, где существование фазы Гриффитса сочетается с эффектом гигантского увеличения температуры Кюри (в 12 раз по отношению к $MnSi$) вплоть до значений ~ 350 К, превышающих комнатную температуру. Такое поведение противоречит стандартному механизму универсального подавления температуры магнитного перехода в фазе Гриффитса. Для интерпретации данного эффекта может быть использована спин-поляронная модель, в которой рассматриваются квазисвязанные состояния локализованных магнитных моментов магнитных ионов и зонных электронов субнанометрового размера. Проведенный анализ моделей и экспериментальных данных показывает, что исследование магнетизма на нанометровой шкале является перспективным направлением для изучения различных неупорядоченных магнетиков. Обзор подготовлен по материалам доклада на сессии отделения физических наук РАН.

Ключевые слова: фаза Гриффитса, магнитный беспорядок, локальные магнитные поля, ферромагнитные кластеры, степенная полевая зависимость намагниченности, нецентросимметричные магнетики, моносилициды марганца и родия, гигантское увеличение температуры Кюри, спиновые поляроны

PACS numbers: 75.10.-b, 75.10.Nr, 75.30.Cr, 75.40.Cx, 75.50.-y

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.04.039966>

С.В. Демишев^(1,a), В.В. Бражкин^(1,b), А.В. Боков⁽¹⁾,
О.С. Волкова^(2,c), Р.М. Ерёмкина^(3,d), В.Н. Краснорусский⁽¹⁾,
И.К. Шамова^(4,e), А.В. Цвященко^(1,f)

⁽¹⁾ Институт физики высоких давлений
им. Л.Ф. Верещагина РАН,
Калужское шоссе 14, 108840 Троицк, Москва,
Российская Федерация

⁽²⁾ Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова,
физический факультет,
Ленинские горы 1, стр. 2, 119991 Москва,
Российская Федерация

⁽³⁾ Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского,
Казанский научный центр РАН,
ул. Сибирский тракт, д. 10/7, 420029 Казань,
Российская Федерация

⁽⁴⁾ Национальный исследовательский технологический
университет "МИСиС",
Ленинский просп. 4, 119049 Москва, Российская Федерация

E-mail: ^(a) demishev@hppi.troitsk.ru, ^(b) brazhkin@hppi.troitsk.ru,
^(c) os.volkova@yahoo.com, ^(d) rushana@kfti.knc.ru,
^(e) m1906776@edu.misis.ru, ^(f) tsvyash@hppi.troitsk.ru

Статья поступила 14 июля 2025 г.

Содержание

1. Введение (507).
 2. Модель ферромагнитной фазы Гриффитса (508).
 3. Ферромагнитная фаза Гриффитса. Экспериментальные данные (511).
 4. Влияние примесных атомов и магнитного беспорядка на физические свойства моносилицида марганца $MnSi$ (515).
4.1. Экспериментальная ситуация до открытия системы $Mn_{1-x}Rh_xSi$. 4.2. Новый магнетик со структурой B20: твёрдые растворы замещения $MnSi-RhSi$. 4.3. Фаза Гриффитса и ферромагнетизм $Mn_{1-x}Rh_xSi$. 4.4. Магнитный беспорядок и теплоёмкость у $Mn_{1-x}Me_xSi$ ($Me = Co, Fe, Rh$).
 5. Модель магнитных свойств $Mn_{1-x}Rh_xSi$ (526).
5.1. Спин-поляронная модель. 5.2. Особенности магнитных свойств $Mn_{1-x}Rh_xSi$ в спин-поляронной модели. 5.3. Природа гигантского увеличения температуры Кюри.
 6. Заключение (534).
- Список литературы (535).

* Статья написана на основе доклада, представленного на Научной сессии Отделения физических наук Российской академии наук, 23 апреля 2025 г. (см. УФН 196 (5) 449 (2026)).

1. Введение

Модификация магнитных свойств магнетиков под влиянием легирования и беспорядка в большинстве случаев может быть понята в рамках универсальной парадигмы образования фазы Гриффитса. Эта фаза была предсказана теоретически для модельной изинговской системы с ферромагнитным взаимодействием, в которой часть магнитных связей заменены на немагнитные [1]. В этом случае происходит разбиение системы на ферромагнитные кластеры, окруженные парамагнитной фазой, а ферромагнитный переход происходит при температуре T_C меньшей температуры Кюри полностью упорядоченного материала T_{C0} . При этом область температур $T < T_{C0}$ оказывается аномальной и характеризуется неаналитической функцией намагниченности $M(H, T)$ по переменным магнитное поле – температура [1]. Последующие исследования показали, что концепция фазы Гриффитса является существенно более общей и может быть применена к магнитным системам различной размерности с разным типом магнитного взаимодействия, как ферромагнитным, так и антиферромагнитным. В работе [2] было обращено внимание на то, что температурная область аномалий в неупорядоченном магнетике определяется не температурой T_{C0} , а некоторой температурой T_G , зависящей от функции распределения магнитных связей, причём для широкой функции распределения величина T_G может быть неограниченно большой. Если разупорядочение в системе превышает некоторое критическое значение, то температура магнитного перехода обращается в ноль: $T_C = 0$, и на магнитной фазовой диаграмме возникает квантовая критическая область [3]. В этом случае фаза Гриффитса с антиферромагнитным взаимодействием в пределе $T \rightarrow 0$ характеризуется аномальными степенными зависимостями магнитной восприимчивости $\chi \sim 1/T^\alpha$ и теплоёмкости $C \sim T^{1-\alpha}$ с показателем степени $\alpha < 1$. Экспериментальное наблюдение таких особенностей $\chi(T)$ и $C(T)$ позволяет экспериментально идентифицировать возникновение квантовой критичности гриффитсовского типа [4], однако в теории степенные зависимости могут быть строго получены, по-видимому, только для одномерных спиновых цепочек [5, 6].

Несмотря на достаточно сложное теоретическое описание, качественная картина магнитного поведения системы в фазе Гриффитса следующая из основополагающих работ [1, 2] представляется достаточно наглядной [7]. Беспорядок разбивает систему на кластеры, которые можно характеризовать различной эффективной величиной магнитного взаимодействия J и связанной с ней локальной температурой перехода T_{Cl} . Температура T "сканирует" по параметрам кластеров и для данного значения T кластеры с $T_{Cl} > T$ разупорядочены, а кластеры с $T_{Cl} < T$ — упорядочены. При понижении температуры, все большая доля кластеров будет переходить в магнитоупорядоченное состояние, и возникнет аномальная температурная зависимость магнитной восприимчивости для всей системы, зависящая от функции распределения $w(J)$ или $w(T_{Cl})$, причём случай $T_C \neq 0$, очевидно, будет соответствовать порогу перколяции в неупорядоченной кластерной системе. Для моделирования антиферромагнитной системы в условиях квантового критического режима ($T_C = 0$) достаточно рассмотреть степенную функцию распределения вида $w(T_{Cl}) \sim 1/T_{Cl}^\alpha$ [7].

Такой подход не только воспроизводит точные результаты в пределе $T \rightarrow 0$, но и позволяет найти аналитическое выражение для $\chi(T)$ при произвольной температуре описывающее переход от закона Кюри – Вейсса при высоких температурах $T \gg T_G$ к степенной зависимости $\chi \sim 1/T^\alpha$ в области $T \ll T_G$ в согласии с экспериментальными данными [4, 7]. Интересно, что рассматриваемая модель позволяет оценить размер кластеров и показать, что фаза Гриффитса представляет собой наномангнитную фазу [7].

Хотя расчёт магнитных характеристик зависит от типа магнитного взаимодействия и беспорядка, для любого магнетика в фазе Гриффитса будут справедливы следующие общие свойства [1–7].

1) Фаза Гриффитса состоит из кластеров наноразмера со случайными параметрами, например, температурой магнитного перехода.

2) Несмотря на наличие кластеров с высокой локальной температурой упорядочения, $T_{Cl} > T_{C0}$, интегральная температура магнитного упорядочения в системе T_C всегда будет меньше температуры магнитного перехода в отсутствие беспорядка $T_C < T_{C0}$. Если беспорядок в магнитной системе окажется достаточно сильным, то возникнет квантовый критический режим с полным подавлением температуры магнитного перехода.

3) Окрестность критической температуры системы характеризуется аномальными зависимостями магнитных свойств, отличающимися от стандартных выражений, следующих из теории среднего поля.

Интересно, что парадигма фазы Гриффитса, первоначально предложенная для описания изинговского ферромагнетика [1], в настоящее время широко используется не только для описания различных магнитных материалов, в том числе экзотических и сложных, но и применяется в различных теоретических моделях систем, далёких от магнетиков с беспорядком. В качестве примеров можно привести ридберговские и ультрахолодные бозегазы [8, 9], задачи логистики [10], теории игр [11] и описания распространения эпидемий [12]. Тем не менее оказывается, что если вернуться к различным магнитным системам, то именно случай ферромагнитной фазы Гриффитса далёк от своего полно экспериментального и теоретического исследования.

Для любого магнетика парадигма фазы Гриффитса означает общий универсальный механизм подавления температуры магнитного перехода. Тем не менее, существуют экспериментальные системы с магнитным беспорядком, для которых характерны не только высокие температуры магнитного перехода, но и эффект усиления магнитного взаимодействия. Исторически первыми такими системами были разбавленные магнитные полупроводники [13, 14], в которых легирование магнитными примесями приводит как к образованию ферромагнитной фазы Гриффитса [14], так и температурам Кюри ~ 300 К и более [13]. В недавних работах [15, 16] сообщается о синтезе нецентросимметричного магнетика $Mn_{1-x}Rh_xSi$, в котором T_C для фазы Гриффитса может превышать комнатную температуру, в то время как для исходного нелегированного материала $MnSi$ температура Кюри составляет ~ 29 К. Мы покажем, что этот материал позволяет по-новому взглянуть на проблему увеличения температуры ферромагнитного перехода в неупорядоченных системах. Экспериментальные данные для $Mn_{1-x}Rh_xSi$ указывают на интригующую возмож-

ность реализации новых механизмов магнитного взаимодействия и гигантского усиления ферромагнетизма в кластерных системах.

Обсуждение легированного MnSi невозможно вести без упоминания (хотя бы краткого) богатой физики и интересных результатов, связанных с этим материалом, включающих квантовую критичность, скирмионные состояния, топологический эффект Холла и другие интересные эффекты. Мы ограничились лишь несколькими избранными ссылками по этим направлениям исследований, чтобы не увести читателя в сторону от проблематики ферромагнитных фаз Гриффитса с высокими значениями температуры Кюри, которая является основной в нашей работе. Мы приносим извинения всем исследователям, чей вклад в эти проблемы был отражен недостаточно полно, или даже вовсе не был упомянут, несмотря на его общепризнанную важность.

Настоящий обзор подготовлен на основе доклада, представленного на научной сессии Отделения физических наук Российской академии наук 23 апреля 2025 г. и организован следующим образом. Вначале будет представлена простая модель ферромагнитной фазы Гриффитса и проведено сравнение её следствий с экспериментом. Далее будут рассмотрены классические данные по легированию MnSi и выполнен их анализ в рамках развитого модельного подхода, после чего будут проанализированы магнитные свойства твёрдых растворов замещения $Mn_{1-x}Rh_xSi$ и дано описание ферромагнитного перехода в фазе Гриффитса с помощью определяемого из эксперимента параметра порядка. Показано, что многие необычные магнитные свойства $Mn_{1-x}Rh_xSi$ могут быть связаны с образованием спиновых поляронов. Наблюдаемое гигантское увеличение температуры Кюри в фазе Гриффитса $Mn_{1-x}Rh_xSi$ сравнивается с литературными данными по влиянию отрицательного химического давления на температуру магнитного перехода у MnSi и результатами по усилению ферромагнитного взаимодействия в гриффитсовских фазах у разбавленных магнитных полупроводников. Обсуждаются возможные физические механизмы, способные увеличить температуру Кюри и преодолеть эффект универсального уменьшения температуры магнитного перехода в гриффитсовской фазе.

2. Модель ферромагнитной фазы Гриффитса

Рассмотрим магнетик гриффитсовского типа, состоящий из кластеров, характеризующихся набором случайных параметров, включающим обменный интеграл J , температуру магнитного перехода T_{Cl} , локальное поле H_l и намагниченность насыщения M_0 (рис. 1). Для каждого из параметров в общем случае надо задать некоторую функцию распределения $w(J)$, $w(T_{Cl})$, $w(H_l)$ и $w(M_0)$. Намагниченность каждого кластера M зависит как от внешнего магнитного поля H , так и от локального поля H_l , создаваемого всеми кластерами в системе. Можно ожидать, что в различных экспериментальных системах будет доминировать тот или иной тип беспорядка. Строгая теория должна стартовать с распределения обменных энергий J и учёта корреляций, связанных с размером кластеров, т.е. с параметром M_0 [1, 2]. Однако в этом случае точные результаты могут быть получены для специальных спиновых систем в пределе $T \rightarrow 0$ [2, 5, 6]. Для получения простой, но реалистичной модели, учёт распределения J можно заменить аналогичным распре-

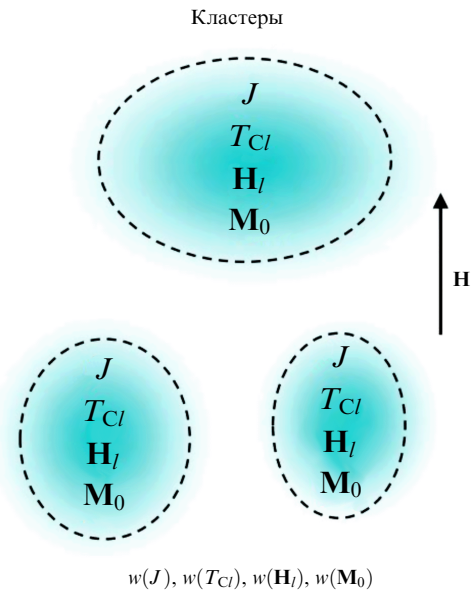


Рис. 1. Неупорядоченный магнетик гриффитсовского типа, состоящий из кластеров со случайными значениями намагниченности насыщения M_0 , температуры Кюри T_{Cl} и локального магнитного поля H_l .

делением температур перехода T_{Cl} [7]. Например, можно представить себе ситуацию, когда кластеры слабо магнитны, вследствие чего амплитуда локальных полей мала, $H_l \ll H$, а основной беспорядок связан с разбросом T_{Cl} и M_0 . Такая ситуация отвечает описанию классической фазы Гриффитса на качественном уровне [1, 2], учитывает аргументы работы [2] и, очевидно, наиболее полно соответствует случаю неупорядоченных антиферромагнетиков. При упрощающем предположении $M_0 = \text{const}$ (образец разбивается на ячейки с одинаковым числом спинов), в модели, позволяющей хорошо описать экспериментальные данные для квантового критического режима с полностью подавленным магнитным переходом $T_C = 0$, достаточно учесть распределение $w(T_{Cl})$ [4, 7].

Рассмотрим другой предельный случай, когда критическая температура магнитного перехода T_C хорошо определена и отлична от нуля. Тогда основной беспорядок в системе кластеров связан со случайными локальными полями H_l . Физически такая ситуация может возникнуть для ферромагнитных кластеров и, следовательно, должна соответствовать ферромагнитной фазе Гриффитса. Однако, несмотря на то, что фаза Гриффитса была первоначально предложена именно для ферромагнитного случая [1], данный тип беспорядка на "строгом" уровне, по-видимому, исследован недостаточно полно [16–20]. Поэтому, простые модели, учитывающие данный тип беспорядка представляют особый интерес [16, 18].

Предположим, что в кластерной системе полная намагниченность M параллельна внешнему магнитному полю H , т.е. проекции локального поля H_l , перпендикулярные вектору H , всегда компенсируют друг друга. Потребуем такой компенсации на уровне каждого кластера, тогда достаточно учесть дисперсию компоненты локального поля H_l параллельной внешнему магнитному полю. Как и в подходе, принятом в работе [7], вначале пренебрежем дисперсией M_0 и рассмотрим кластеры одинакового размера.

Тогда для описания намагниченности кластера в составе неупорядоченной фазы можно использовать выражение

$$M = M_0 \varphi(B_0(T)(H + H_l)), \tag{1}$$

где $\varphi(x)$ задаёт вид полевой зависимости намагниченности кластера и имеет асимптотики $\varphi(x) \sim x$ при $x \rightarrow 0$, $\varphi(x) \rightarrow 1$, при $x \rightarrow \infty$. При проведении расчётов в качестве $\varphi(x)$ выбирается одна из стандартных функций, описывающих намагниченность парамагнетика. Например, в [19, 20] при рассмотрении кластерной системы в ферромагнитной фазе Гриффитса были использованы аппроксимации $\varphi(x) = \tanh(x)$ (функция Бриллюэна для спина $S = 1/2$) и $\varphi(x) = L(x)$ (функция Ланжевена для классических магнитных диполей, $S \rightarrow \infty$). В области температур $T > T_C$ параметр B_0 можно выбрать в модельном виде: $B_0 = \mu^*/k_B(T - T_C)$, где μ^* — эффективный магнитный момент [21]. Для кластера, находящегося в ферромагнитном состоянии при $T < T_C$, можно положить $B_0 \rightarrow \infty$, и в этом случае функция $\varphi(z)$ примет универсальный вид: $\varphi(z) = \text{sgn}(z)$.

Так как по сделанному выше предположению дисперсией T_C можно пренебречь то, следовательно, дисперсию B_0 учитывать не нужно и результирующий магнитный отклик системы, состоящей из кластеров, может быть найден путём усреднения выражения (1) с учётом соответствующей функции распределения $w(H_l)$ [16, 18]. Физически эта ситуация соответствует случаю, когда магнитный переход при $T = T_C$ в системе с беспорядком сохраняется, хотя и может происходить при температуре меньшей, чем для полностью упорядоченной системы.

Таким образом, в нашей модели основной беспорядок связан с разбросом локальных магнитных полей. Рассмотрим случай, когда распределение локальных полей задаётся степенной функцией

$$w(H_l) = \frac{1 - \xi}{2H_m^{1-\xi}|H_l|^\xi}, \quad |H_l| \leq H_m, \quad \xi < 1, \tag{2}$$

удовлетворяющей условию нормировки

$$\int_{-H_m}^{H_m} w(H_l) dH_l = 1. \tag{2a}$$

В формулах (2) и (2a) поле H_m соответствует формально введённому полю обрезки, обеспечивающему конечное значение интеграла (2a). В рамках сделанных предположений магнитный отклик кластерной системы в рассматриваемом случае можно представить в виде [16, 18]:

$$M = M_0 \int_{-H_m}^{H_m} w(H_l) \varphi(B_0(H + H_l)) dH_l. \tag{3}$$

Введём безразмерные переменные $x_0 = H/H_m$, $x_l = H_l/H_m$, $m = M/M_0$ и $a = B_0 H_m$. Тогда из формул (2) и (3) получим

$$m(x_0) = \frac{1 - \xi}{2} \int_{-1}^1 \frac{\varphi(a(x_0 + x_l))}{|x_l|^\xi} dx_l, \tag{4}$$

и нахождение магнитных свойств модельной кластерной системы сведётся к вычислению интеграла (4).

При использовании модельных функций типа $\varphi(x) = \tanh(x)$ или $\varphi(x) = L(x)$ получить аналитические выражения для полевой зависимости приведённой намагниченности $m(x_0)$ с помощью формулы (4) невозможно. Однако, как было показано в [18], эту трудность можно обойти, если использовать вместо $\varphi(x)$ бриллюэновского типа кусочно-непрерывную аппроксимацию

$$\varphi(x_0) = ax_0, \quad ax_0 < 1, \tag{5a}$$

$$\varphi(x_0) = 1, \quad ax_0 \geq 1, \tag{5б}$$

которая для кластера, находящегося в ферромагнитном состоянии, сведётся к рассмотренной выше функции типа ступеньки

$$\varphi(x_0) = \text{sgn}(x_0). \tag{6}$$

На первый взгляд, из сравнения функций $\varphi(x_0) = \tanh(ax_0)$ (рис. 2а, кривая 1) и кусочно-непрерывной функции (5) (рис. 2а, кривая 2), обладающих одинаковым наклоном при $x_0 \ll 1$, следует, что функция (5) является слишком грубым приближением. Действительно, при $x_0 = 1$ разница достигает 24%. Следуя работе [18], рассмотрим этот вопрос более подробно. Как видно из

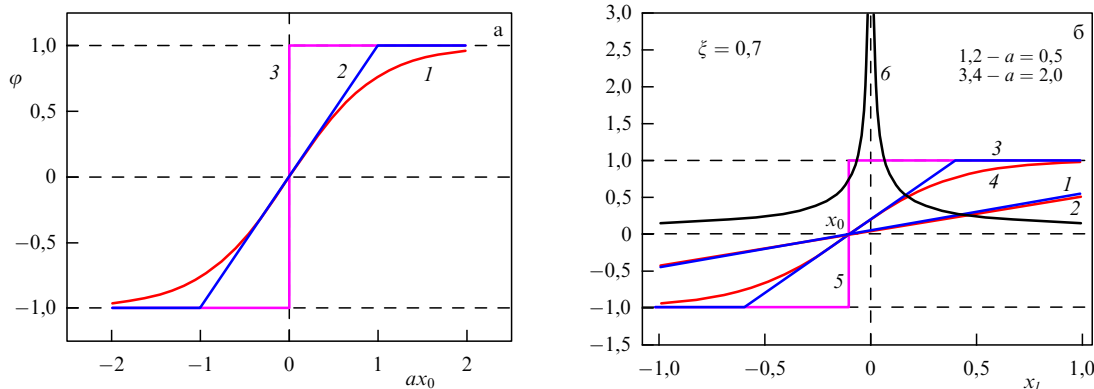


Рис. 2. (а) Сравнение различных аппроксимаций для функции, описывающей намагниченность кластера. 1 — $\varphi(x) = \tanh(ax_0)$, 2 — кусочно-непрерывная функция, формулы (5а), (5б), 3 — случай ферромагнитного кластера (формула (6)). (б) Функции, входящие в подынтегральное выражение в формуле (4). Кривые 1–5 соответствуют различным аппроксимациям для $\varphi(x)$. Кривая 6 представляет функцию распределения (2) $w(x_l) = (1 - \xi)/2|x_l|^\xi$ для приведённого локального поля x_l . 1, 3 — кусочно-непрерывная аппроксимация (5) для различных значений параметра a , 2, 4 — функция $\varphi(x) = \tanh(ax_0)$, взятая с тем же наклоном в нуле, что и функция (5). Кривая 5 соответствует ФМ-случаю (формула (6)). Кривые 1, 2 и 3, 4 построены для значений $a = 0,5$ и $a = 2$ соответственно. Функция $w(x_l)$ приведена для показателя степени $\xi = 0,7$. (По работе [18].)

рис. 2б, в подынтегральном выражении в формуле (4) при малых x_0 область возможного максимального различия между $\varphi(x) = \tanh(ax)$ и аппроксимацией (5) будет приходиться на малые значения $w(x)$ и, в результате, погрешность вычисления $m(x_0)$ окажется существенно меньше по сравнению с разницей значений $\varphi(x_0) = \tanh(ax_0)$ и функции (5). Прямой численный расчёт подтверждает это предположение, и в области $T > T_C$ рассматриваемые модельные выражения для намагниченности кластера дают значения $m(x_0)$, отличающиеся не более чем на 2–5%. Таким образом, использование функций (5) и (6) действительно даёт возможность получить аналитические результаты с приемлемой точностью. Отметим, что для $T < T_C$ функция типа $\varphi(x_0) = \tanh(ax_0)$ и кусочно-непрерывная аппроксимация сводятся к одному и тому же выражению (6).

Для дальнейшего анализа наибольший интерес представляют три следующие ситуации. Первый случай — это малые значения a , $a \ll 1$, когда функция $\varphi(x)$ линейна во всей области интегрирования по x_l в формуле (4) (рис. 2б, кривые 1, 2). Следующим случаем являются промежуточные значения a , $a \geq 1$, для которых надо учитывать нелинейный характер $\varphi(x)$ (рис. 2б, кривые 3, 4). И, наконец, предельный ферромагнитный случай $a \gg 1$, когда $\varphi(x)$ вырождается в ступеньку (рис. 2б, кривая 5). Вычисление интеграла (4) с помощью кусочно-непрерывной аппроксимации (5) и функции (6) даёт следующие аналитические выражения [16, 18]:

$$m = ax_0 \quad (a \ll 1), \quad (7)$$

$$m = a^\xi x_0 + O(x_0^3) \quad (a \geq 1), \quad (8)$$

$$m = x_0^{1-\xi} \quad (a \gg 1). \quad (9)$$

Найденные соотношения (7) и (8) соответствуют области линейного по полю магнитного отклика при $T > T_C$, а формула (9) описывает нелинейную зависимость намагниченности в ферромагнитной области ($T < T_C$). При этом степенная асимптотика (9) выполняется вплоть до $x_0 = 1$, а в диапазоне $x_0 \geq 1$ намагниченность насыщается: $m \equiv 1$.

Перейдём к размерным переменным. Тогда из (7), (8) легко найти выражения для магнитной восприимчивости $\chi = M/H$:

$$\chi = M_0 B_0 = \frac{M_0 \mu^*}{k_B(T - T_C)}, \quad \left(\frac{\mu^* H_m}{k_B(T - T_C)} \ll 1 \right), \quad (10)$$

и

$$\chi = \frac{M_0}{H_m} \left(\frac{\mu^* H_m}{k_B(T - T_C)} \right)^\xi, \quad \left(\frac{\mu^* H_m}{k_B(T - T_C)} \geq 1 \right). \quad (11)$$

Таким образом, при $T \gg T_C$ будет справедлив закон Кюри–Вейсса (10), а по мере приближения к температуре Кюри знаменатель в формулах (10) и (11) будет уменьшаться (безразмерный параметр a будет возрастать) и, следовательно, в некоторой окрестности температуры Кюри будет возникать аномальная магнитная "гриффитсовская" восприимчивость (11). Кроссовер между рассматриваемыми асимптотиками будет происходить при $a = 1$, т.е. при температуре T_{cr} , равной

$T_{cr} = T_C + \Delta T$, где $\Delta T = \mu^* H_m / k_B$. Характерная температура T_{cr} может быть найдена из эксперимента и её величина может быть использована для оценки параметра модели — поля обрезки H_m .

Необходимо отметить, что переход от формулы (10) к формуле (11) возникает в рамках одной и той же функции распределения локальных полей (2) и не связан с возникновением каких-либо специфических корреляций. Этот результат полностью соответствует анализу фазы Гриффитса, выполненному в классической работе [2], в которой было обращено внимание на то, что функция распределения параметров кластеров, образующих фазу Гриффитса, существует при любой температуре и, в строгом смысле, вся парамагнитная область неупорядоченного магнетика должна рассматриваться как аномальная.

В размерных переменных степенная полевая зависимость для $H < H_m$ намагниченности (9) имеет вид

$$M = M_0 \left(\frac{H}{H_m} \right)^{1-\xi}, \quad (12)$$

а в области $H \geq H_m$ происходит насыщение: $M = M_0$. Данный тип магнитного поведения является следствием двух факторов: универсальной степенной функции распределения локальных магнитных полей и резкой зависимости намагниченности каждого кластера от магнитного поля. При этом магнитный отклик каждого кластера вписывается в обычную парадигму, используемую для описания ферромагнетика, а специфическая зависимость (12) возникает в результате влияния беспорядка на магнитную подсистему.

Если зависимость (12) выполняется, то большинство кластеров находится в ферромагнитном состоянии, причём их намагниченность описывается формулой (6). Следовательно, в рамках нашей модели аномальная степенная зависимость намагниченности может возникнуть в некоторой области температур, меньших температуры Кюри, а при приближении к точке Кюри снизу из ферромагнитной области асимптотика (12) будет нарушаться.

Отметим, что для аппроксимации (6) принятое выше ограничение на постоянство M_0 может быть снято. Если случайные величины M_0 и H_l независимы, то усреднение с функцией распределения (2) для H_l и любой функцией распределения M_0 снова приведёт к формуле (12), в которой в качестве M_0 будет фигурировать средняя намагниченность кластера. Поскольку при $T < T_C$ величина M_0 задаёт спонтанную намагниченность кластеров, то она может играть роль параметра порядка и для неё можно ожидать критической температурной зависимости вида

$$M_0 \sim (T_C - T)^\beta. \quad (13)$$

Очевидно, что в том случае, когда возможные температурные зависимости $\xi(T)$ и $H_m(T)$ не имеют критической особенности в точке Кюри и не являются слишком сильными, температурная зависимость коэффициента при $H^{1-\xi}$ в полевой зависимости $M(H)$ может быть использована для оценки температурной зависимости параметра порядка из экспериментальных данных. Следующее из рассмотренной модели изменение магнитных характеристик показано на рис. 3.

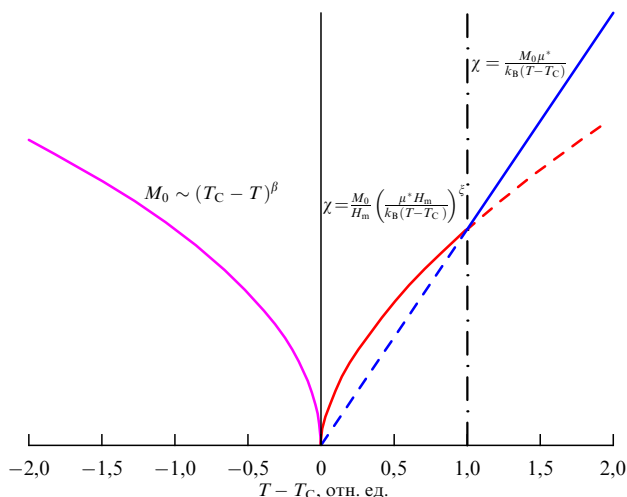


Рис. 3. Свойства модели неупорядоченной кластерной ферромагнитной фазы: смена асимптотики температурной зависимости обратной магнитной восприимчивости ($T > T_C$) и параметр порядка ($T < T_C$).

Отметим, что в реальной ферромагнитной кластерной системе распределение локальных полей является следствием дисперсии намагниченностей кластеров и зависит от их формы, относительного расположения и размера. Так как по крайней мере намагниченность кластера является функцией температуры, то можно ожидать зависящей от температуры функции распределения (2) с $\xi(T)$ и $H_m(T)$. В результате показатель степени $\alpha(T) = \xi(T)$ в степенном законе в общем случае оказывается не универсальным. Нельзя исключить, что в некоторых системах зависимости $\xi(T)$ и $H_m(T)$ могут оказаться сильными и настолько существенными, что именно они будут определять наблюдаемые особенности магнитных характеристик. В этом случае использование полевой зависимости (12) для нахождения температурной зависимости параметра порядка будет затруднено.

В рассматриваемой модели степенная зависимость $M(H)$ может наблюдаться в широкой области температур $T < T_C$. Этот результат радикально отличается от поведения, ожидаемого для ферромагнетика со стандартным уравнением состояния. В этом случае степенная зависимость $M(H)$ может появиться только в точке Кюри при $T = T_C$ [22], причём показатель степени будет универсальным $M \sim H^{1/(\gamma/\beta+1)}$, зависящим от критических индексов для восприимчивости γ и параметра порядка β . В теории Ландау $\gamma = 1$ и $\beta = 1/2$, следовательно, должно выполняться соотношение $M \sim H^{1/3}$ [22]. Подчеркнём ещё раз, что ожидаемые в рассмотренной модели особенности магнитных свойств не связаны с аномальным поведением намагниченности отдельного кластера, а возникают в результате обусловленной беспорядком модификации интегральных характеристик гриффитсовской системы.

В следующем разделе будут приведены экспериментальные примеры, показывающие, что, несмотря на крайнюю простоту модели неупорядоченной кластерной ферромагнитной фазы с беспорядком, определяемым случайными локальными магнитными полями со степенной функцией распределения, данный подход позволяет с единой точки зрения аналитически описать известные из эксперимента магнитные свойства систем, которые в литературе принято относить к ферромагнитным фазам Гриффитса.

3. Ферромагнитная фаза Гриффитса. Экспериментальные данные

Несмотря на то, что основополагающая теоретическая работа [1] по физике фаз Гриффитса была опубликована более полувека назад, первые экспериментальные работы в этой области появились существенно позже, приблизительно в начале нулевых годов нынешнего века. Нас будут интересовать, главным образом, свойства фазы Гриффитса в ферромагнитных системах. Отметим, что в этом случае экспериментальные данные соответствуют случаю $T_C \neq 0$, что радикально отличается от систем с антиферромагнитным взаимодействием, где возможно наблюдение гриффитсовского квантового критического режима с полностью подавленной беспорядком температурой перехода [4]. Поэтому в неупорядоченных ферромагнетиках основное внимание уделяется особенностям поведения магнитных свойств в парамагнитной фазе [20, 23–37]. Набор экспериментальных объектов отличает значительное разнообразие и включает манганиты [23, 24, 31], перовскиты [29, 30], кобальтиты [32], диалюминиды [27, 28], пирокхлоры [34] различные интерметаллиды [20, 25, 26, 33, 36, 37] и даже такие экзотические системы со скрытым порядком как URu_2Si_2 [35]. Беспорядок, необходимый для возникновения фазы Гриффитса в большинстве работ связан с различными примесями, замещающими исходные элементы в кристаллической структуре или с её дефектами.

В настоящее время надежно установлено, что в области линейного магнитного отклика в парамагнитной фазе ($T > T_C$) магнитная восприимчивость χ неупорядоченного ферромагнетика гриффитсовского типа описывается с помощью формулы [23–34]:

$$\chi(T) \sim \frac{1}{(T - T_C)^{1-\lambda}}, \quad (14)$$

причём возможна как ситуация с $\lambda = 0$ (закон Кюри–Вейсса), так и с $\lambda \neq 0$ ($\lambda < 1$). При этом закон Кюри–Вейсса ($\lambda = 0$) выполняется далеко от точки магнитного перехода, а по мере уменьшения температуры и приближения к T_C возникает аномальная степенная зависимость ($\lambda \neq 0$). Температура, при которой происходит изменение показателя степени от $\lambda = 0$ к $\lambda \neq 0$, часто интерпретируется как переход в фазу Гриффитса, $T \sim T_G$, причём под область существования фазы Гриффитса понимается интервал $T_C \leq T \leq T_G$. Отметим, что в стандартной теории фазовых переходов $\chi \sim |T - T_C|^{-\gamma}$, где критический индекс γ или равен единице (теория среднего поля, теория Ландау), или оказывается больше единицы в большинстве моделей (например, в моделях Гейзенберга, Изинга, в $X-Y$ модели и сферической модели) (см. [38], стр. 43). Это обстоятельство подтверждает, что фаза Гриффитса представляет собой особый случай, к которому едва ли применима стандартная теория фазовых переходов.

Интересно, что значения $\lambda \neq 0$ ($\lambda < 1$) при конечной температуре T_C , несмотря на цитирование источников в [23–34], не имеют вполне удовлетворительного теоретического обоснования. Как правило, в качестве первоисточника упоминается работа [39], однако открыв её легко убедиться, что в [39] идёт речь о зависимости магнитной восприимчивости вида $\chi \sim 1/T^\xi$ в пределе $T \rightarrow 0$,

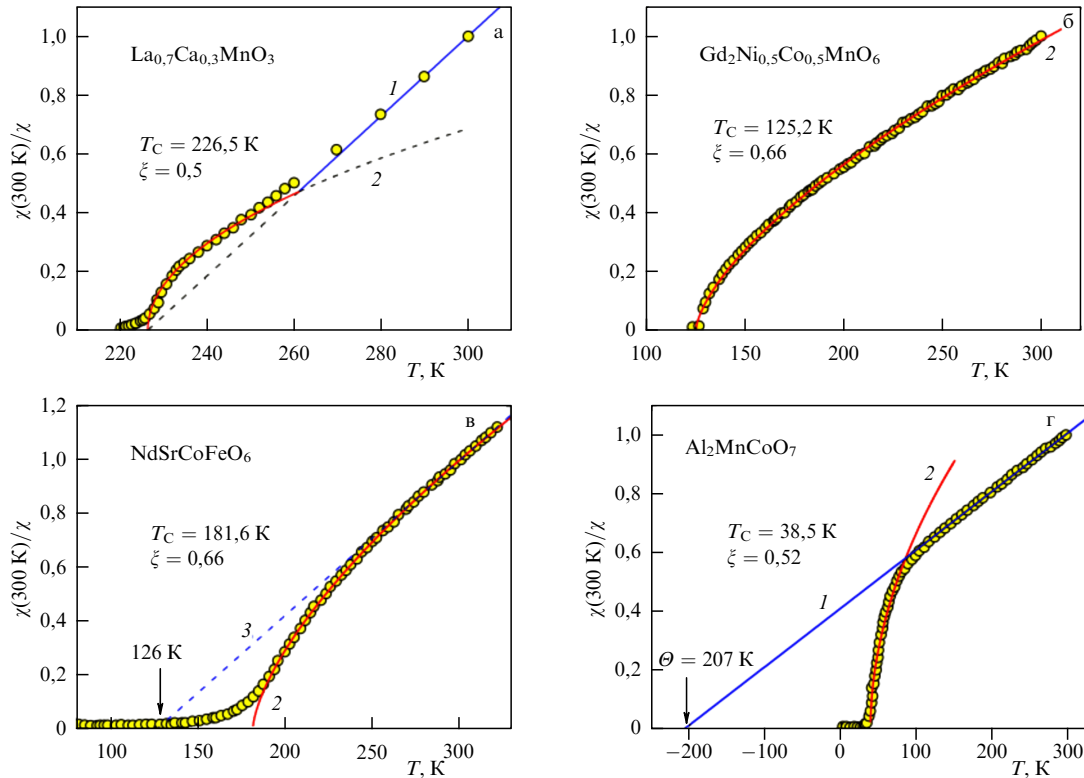


Рис. 4. Сопоставление температурной зависимости обратной магнитной восприимчивости в различных материалах с предсказаниями кластерной модели ферромагнитной фазы Гриффитса. Точки — экспериментальные данные из работ [23] (а), [29] (б), [30] (в) и [34] (г). Цифрами обозначены: 1 — закон Кюри–Вейсса (формула (10)); 2 — степенная температурная зависимость магнитной восприимчивости (формула (11)). На рисунке в пунктирная линия 3 обозначает экстраполяцию возможного высокотемпературного "линейного" участка кривой $\chi^{-1}(T)$ (см. текст).

т.е. о квантовом критическом режиме с полностью подавленной температурой магнитного перехода $T_C = 0$. Очевидно, что требуется определённая смелость для распространения этого асимптотически точного результата на формулу (14), выполняющуюся в таких трёхмерных системах, как манганиты, в окрестности $T_C = 200–270$ К [23, 24, 31].

Рассмотренный вариант анализа магнитных данных в гриффитсовских системах отличается крайней простотой, что, по-видимому, и предопределило его использование в подавляющем большинстве работ. Справедливости ради отметим, что в литературе представлен и более корректный подход к идентификации ферромагнитной фазы Гриффитса, основанный на рассмотрении нулей Ли и Янга [40, 41]. Однако использованный в [40, 41] метод анализа данных оказался слишком сложным для экспериментаторов и, вследствие этого "проиграл" описанному выше простому подходу. Интересно, что и в [40, 41] постулируется "гриффитсовская" формула для $\chi(T)$ [14] без какого-либо её обоснования.

Таким образом, мы видим, что в области $T > T_C$ единственным непротиворечивым описанием перехода от закона Кюри–Вейсса для магнитной восприимчивости к степенной зависимости (14) с $\lambda \neq 0$ является феноменологическая модель, рассмотренная нами в предыдущем разделе, в которой надо положить $\xi = 1 - \lambda$ (см. формулы (11) и (14)). На первый взгляд, если ограничиться качественным анализом имеющихся в литературе результатов, то её предсказания для парамагнитной фазы (см. рис. 3) идеально соответствуют эксперименту. Одна-

ко это не совсем так и, как следует из рис. 4, в литературе представлено несколько отличающихся вариантов перехода от зависимости (14) с $\lambda = 0$ к $\lambda \neq 0$. Во-первых, существуют системы [23], для которых температурная зависимость магнитной восприимчивости хорошо соответствует предсказаниям модели с дисперсией локального магнитного поля (рис. 4а, где линейная зависимость 1 описывает закон Кюри–Вейсса, кривая 2 соответствует теоретической зависимости (11)). Во-вторых, возможен случай [29], когда во всем исследованном температурном интервале с хорошей точностью выполняется формула (11) с $\xi < 1$ (рис. 4б), и для решения вопроса о применимости рассмотренной модели требуется проведение дополнительных исследований при более высоких температурах.

Интересно сопоставить ситуацию, аналогичную рис. 4б, с результатами традиционного анализа, в котором декларируется наблюдение перехода $\lambda = 0 \rightarrow \lambda \neq 0$ при $T \sim T_G$. Сравнение показывает, что в некоторых системах [30] ограниченность интервала температур, в котором проводились магнитные измерения, действительно приводит к неоднозначной интерпретации. С одной стороны, теоретическая зависимость (11) с $\xi = 0,66$ хорошо согласуется с экспериментом в широком температурном диапазоне, причём в окрестности $T_C \sim 180$ К имеет место "размытие" переходной области, обусловленное влиянием флуктуаций (рис. 4в, кривая 2). Однако при желании на кривой $\chi^{-1} = f(T)$ можно выделить высокотемпературный линейный участок (рис. 4в, кривая 3) с характерной температурой $T_C \sim 127$ К, *меньшей*

температуры перехода, следующей из анализа с помощью степенной зависимости (11) (рис. 4в, кривые 2 и 3). Такой тип данных $\chi(T)$ часто встречается в литературе, когда образование фазы Гриффитса при $T = T_G$ связывается с отклонением вниз от линейного участка кривой $\chi^{-1} = f(T)$ [20, 23–37, 42]. В частности для данных, показанных на рис. 4в переход из парамагнитной фазы в фазу Гриффитса ожидается при $T_G \sim 250$ К.

Тем не менее, легко видеть, что такая схема анализа и интерпретации данных плохо согласуется с качественной картиной ферромагнитной фазы Гриффитса. Если считать, что в парамагнитной области корреляции несущественны, то беспорядок должен слабо влиять на парамагнитную температуру в законе Кюри–Вейсса. Следовательно температура T_C , определённая из экстраполяции линейного высокотемпературного участка кривой $\chi^{-1} = f(T)$, должна быть близка к температуре Кюри в полностью упорядоченной системе, т.е. быть *больше*, чем температура Кюри в фазе Гриффитса, поскольку магнитный беспорядок уменьшает температуру магнитного перехода. Однако как видно из примера, показанного на рис. 4в, реальная ситуация оказывается прямо противоположной.

Тем не менее экспериментальные примеры образования фазы Гриффитса, когда в парамагнитной фазе возникает зависимость $\chi^{-1} = f(T)$ с отклонением вниз от линейного участка, весьма многочисленны и противоречат поведению, ожидаемому в рассмотренной выше модели, когда обратная магнитная восприимчивость в области степенной температурной асимптотики (11) оказывается больше значений, экстраполированных из линейной области (см. рис. 3). По нашему мнению, расхождение между теорией и экспериментом может быть связано с более сложным характером магнитного взаимодействия в реальных магнетиках с беспорядком. Например, из рис. 4г следует, что в соединении $\text{Al}_2\text{MnCoO}_7$ [34] протяжённый кюри–вейссовский участок соответствует доминирующему антиферромагнитному взаимодействию с парамагнитной температурой $\Theta \simeq 200$ К (рис. 4г, кривая 1) на фоне которого возникает температурная зависимость магнитной восприимчивости типичная для ферромагнитной фазы Гриффитса (рис. 4г, кривая 2). Такой кроссовер между антиферромагнитным и ферромагнитным типом температурной зависимости магнитной восприимчивости хорошо известен для различных сильно коррелированных систем и наблюдался, например, в металле с тяжёлыми фермионами CeV_6 [43] и наноматериалах на основе оксида ванадия [44]. Таким образом, мы предполагаем, что распространённый сценарий с отклонением вниз от линейного участка указывает на наличие нескольких типов магнитных взаимодействий в системе, когда антиферромагнитное взаимодействие приводит к дополнительному уменьшению парамагнитной температуры. При этом рассмотренная нами модель учитывает только ферромагнитное взаимодействие и, следовательно, гарантированно может описывать температурную зависимость магнитной восприимчивости (11) в окрестности T_C , где доминирует ферромагнетизм и эффекты беспорядка.

Другим важным следствием кластерной модели со степенной функцией распределения локальных полей является аномальная степенная зависимость намагниченности от магнитного поля (12). В эксперименте зависимость вида $M \sim H^\alpha$ с показателем степени α

меньшим единицы, не связанная с точкой Кюри, неоднократно наблюдалась в различных системах [20, 35–37], хотя такому типу магнитного поведения уделяется существенно меньше внимания по сравнению с особенностями магнитной восприимчивости в окрестности T_C . В существующей литературе степенная полевая зависимость намагниченности однозначно связывается с фазой Гриффитса, хотя и без строгого обоснования. Данный вывод делается исходя из аналогии с асимптотически точными результатами при $T \rightarrow 0$, которые могут быть получены, например, для одномерных ферромагнитных спиновых цепочек в фазе Гриффитса [5, 6]. На качественном уровне это предположение можно пояснить таким образом: квантовая критическая гриффитсовская система может быть формально описана как система с $T_C = 0$, для которой, как и в классическом ферромагнетике, будет возникать степенная зависимость $M(H)$ в окрестности T_C , т.е. в данном случае при $T \rightarrow T_C = 0$. Однако возможность распространения этого результата на область конечных температур до появления кластерной модели со степенной функцией распределения локальных полей [16, 18] не имела никакого обоснования.

Аномальное поведение намагниченности вида $M \sim H^\alpha$ наблюдалось в соединении с зонным магнетизмом URu_2Si_2 . В работе [35] было показано, что фаза со скрытым порядком в этом материале, возникающая в области $T < T_{\text{ho}} \sim 17,5$ К, может рассматриваться как гриффитсовская кластерная фаза ферромагнитного типа с $T_G = T_{\text{ho}}$. В этом случае беспорядок, необходимый для наблюдения гриффитсовских аномалий, по-видимому, можно связать с дефектами кристаллической структуры и сложными магнитными взаимодействиями, приводящими к неупорядоченному распределению спиновой плотности в объёме образца, эквивалентному разбиению системы гейзенберговского типа на магнитные кластеры [35]. Отметим, что зонный магнетизм не исключает гриффитсовского типа поведения, которое не только неоднократно наблюдалось в таких системах, но и хорошо обосновано теоретически [45].

Интересно, что у URu_2Si_2 для $T > T_{\text{ho}}$ полевая зависимость в диапазоне $H < 9$ Тл линейна ($\alpha \equiv 1$), как и должно быть для зонного магнетика, а при переходе в фазу со скрытым порядком ($T < T_{\text{ho}}$) в том же интервале магнитного поля намагниченность начинает изменяться с магнитным полем по степенному закону $M \sim H^\alpha$. Показатель степени для $T < T_{\text{ho}}$ является функцией температуры и близок к единице, но несколько меньше этого значения: $\alpha = 0,98–0,92$. Легко видеть, что этот результат разумно согласуется с поведением, ожидаемым в рассматриваемой кластерной модели ферромагнитной фазы Гриффитса, где $\alpha = 1 - \xi$ (см. раздел 2).

В работе [20] были изучены образцы сплавов Co_{1+x}Sn в области составов $0,45 \leq x \leq 1$. Избыток кобальта в этой системе стабилизирует гексагональную кристаллическую структуру типа $B8_1$. Полевые зависимости намагниченности исследовались в диапазоне $H < 7$ Тл и было показано, у составов с $x = 0,45–0,65$ образуется фаза Гриффитса. При $T = 10$ К наблюдается степенная зависимость $M \sim H^\alpha$ с показателем степени, зависящим от содержания кобальта и принимающим значения из интервала $\alpha = 0,7–0,2$, причём величина α уменьшается с ростом x [20]. Авторы [20] не оценивали температуру перехода в фазу Гриффитса,

однако отмечают, что для составов из интервала $x = 0,45 - 0,65 \leq x \leq 1$ кластеры с избыточным содержанием кобальта образуют ферромагнитную фазу в результате их объединения в единый бесконечный кластер. Такая сформированная в результате перколяционного перехода фаза обладает температурами Кюри превышающими ~ 600 К [20]. С точки зрения рассмотренной в предыдущем разделе кластерной модели, температура ферромагнитного перехода в кластерах должна быть достаточно высокой и по порядку величины соответствовать температуре Кюри для всего образца. Поэтому температура $T \sim 10$ К при которой исследовались полевые зависимости намагниченности должна лежать в ферромагнитной области гриффитсовского типа и результаты [20] могут рассматриваться в качестве экспериментального подтверждения рассматриваемого модельного подхода.

Нетривиальное магнитное поведение было обнаружено в системе $\text{Ni}_{1-x}\text{V}_x$ с $x \leq 15\%$ [36, 37]. У данного интерметаллида рост концентрации ванадия приводит к уменьшению T_C и при $x_c \sim 11,6\%$ температура Кюри с экспериментальной точностью обращается в ноль и, таким образом, происходит переход к квантовому критическому режиму. В области $x < x_c$, где температура Кюри конечна, при низкой температуре $T = 2 \text{ K} < T_C(x)$ в полевой зависимости намагниченности можно было выделить два вклада, первый из которых даёт насыщающуюся в поле $H > 1 - 2$ кЭ намагниченность $M_{\text{sat}} = \text{const}$, а второй представляет собой функцию $M \sim H^\alpha$ с показателем степени $\alpha = 0,8 - 0,2$ зависящим от состава. При этом степенной вклад в интегральную полевую зависимость, наблюдаемый во всём исследованном диапазоне $H < 50$ кЭ, авторы [36, 37] связывают с фазой Гриффитса, существующей внутри ферромагнитной фазы, описывающейся обычной насыщающейся намагниченностью.

Такую особенность магнитного поведения несложно интерпретировать в рамках кластерной модели с дисперсией локального поля, если предположить существенную неоднородность образцов $\text{Ni}_{1-x}\text{V}_x$, характеризующихся областями с близко расположенными ферромагнитными кластерами с избытком никеля и областями парамагнитного типа, в которых доминирует фаза с малым содержанием никеля. Влияние ферромагнитных кластеров на парамагнитную фазу невелико, в то время как взаимное влияние близко расположенных магнитных кластеров может привести к дисперсии локальных полей, например степенного типа. Тогда с парамагнитной фазой будет связан насыщающийся вклад, а неупорядоченная фаза из взаимодействующих ферромагнитных кластеров будет обладать степенной зависимостью $M \sim H^\alpha$ (см. формулу (12)).

В диапазоне концентраций $x > x_c$ магнитная система $\text{Ni}_{1-x}\text{V}_x$ оказывается сильно разбавленной и сильно разупорядоченной. В этом случае $T_C \approx 0$ (в эксперименте $T_C < 0,1$ К [36]) и пропадает насыщающийся вклад с M_{sat} , в то время как степенная зависимость $M \sim H^\alpha$ сохраняется. Легко видеть, что модельный подход, рассмотренный в предыдущем разделе, не имеет ограничения по величине T_C , и в его рамках существенны только ферромагнитный отклик каждого из кластеров и функция распределения локальных полей. С этой точки зрения, магнитная система у $\text{Ni}_{1-x}\text{V}_x$ при $x > x_c$ состоит из ферромагнитных кластеров, распределение которых по

объёму образца является более равномерным, в результате чего возникнет зависимость намагниченности от магнитного поля, дающаяся формулой (12): $M \sim H^{1-\xi}$. В пределе малых T_C формула (11) сведётся к асимптотическому степенному поведению: $\chi \sim 1/T^\xi$. Таким образом, если наша модель выполняется, то показатель степени ξ для низкотемпературной асимптотики магнитной восприимчивости и показатель степени полевой зависимости намагниченности α должны быть связаны очевидным соотношением $\alpha = 1 - \xi$. Интересно, что именно такое соотношение между показателями степени было экспериментально обнаружено в [36].

В результате можно заключить, что результаты работ [36, 37] для системы $\text{Ni}_{1-x}\text{V}_x$ находятся в хорошем согласии с моделью [16, 18] ферромагнитной фазы Гриффитса, которая естественным образом позволяет объяснить природу возникновения аномальных степенных полевых зависимостей намагниченности. Однако, как и в случае работы [20] в [36, 37] не были рассмотрены возможные аномалии магнитной восприимчивости в парамагнитной фазе, и полная проверка теоретических предсказаний на примере этих систем оказывается невозможной. Противоположная ситуация характерна для исследований, выполненных в [23–34], где основное внимание уделялось данным $\chi(T)$ в области $T > T_C$, а вопрос о существовании степенных зависимостей $M \sim H^\alpha$ в ферромагнитной области $T < T_C$ до сих пор не был изучен. Тем не менее, анализ экспериментальной ситуации позволяет прийти к выводу, что простая кластерная модель [16, 18] даёт разумное описание совокупности аномалий магнитных свойств, характерных для ферромагнитных фаз Гриффитса.

В рамках использованного подхода фазу Гриффитса можно рассматривать как совокупность коррелированных кластеров (в нашем случае с ферромагнитным взаимодействием) и парамагнитной фазы, заполняющей пространство между кластерами. Как было показано в недавнем обзоре [42] такое понимание гриффитсовской ферромагнитной системы находит свое подтверждение в данных по электронному парамагнитному резонансу (ЭПР).

При наличии ферромагнитных областей "вмонтированных" в парамагнитную фазу возникает как сложный спектр магнитного резонанса, так и искажение формы линии поглощения. В зависимости от величины внутренних магнитных полей и формы ферромагнитных областей можно ожидать появления нескольких ферромагнитных линий. Данный эффект проявляется в ЭПР-спектрах манганитов в X-диапазоне [46], причём линии ферромагнитного резонанса (ФМР), как правило, могут сосуществовать с линиями парамагнитного резонанса (ПМР) [42]. Такое поведение отражает сосуществование близких магнитных корреляций в ферромагнитных кластерах, с которыми связан сигнал ФМР, и парамагнитных областей между кластерами, дающими сигнал ПМР. Интересно, что из данных ЭПР следует, что сложный магнитный ландшафт образованный кластерами в ферромагнитных фазах Гриффитса может существовать как выше, так и ниже точки Кюри [42, 46–48]. Можно заключить, что известные из литературы данные по электронному парамагнитному резонансу на качественном уровне хорошо согласуются с модельными представлениями, положенными в основу кластерной модели ферромагнитной фазы Гриффитса.

4. Влияние примесных атомов и магнитного беспорядка на физические свойства моносилицида марганца MnSi

4.1. Экспериментальная ситуация до открытия системы $Mn_{1-x}Rh_xSi$

В этом разделе мы рассмотрим классические экспериментальные данные по влиянию примесных атомов на физические свойства моносилицида марганца. Для этого материала возможно как замещение марганца, так и кремния. Вначале будет проанализирована наиболее подробно изученная ситуация, возникающая при замещении марганца примесью железа или кобальта в твёрдых растворах замещения $Mn_{1-x}Fe_xSi$ и $Mn_{1-x}Co_xSi$ [49–55]. Поскольку существуют граничные соединения ряда MnSi, FeSi и CoSi, имеющие общую структуру B20, то возможен весь ряд промежуточных твёрдых растворов в интервале составов $0 \leq x \leq 1$. Однако в большинстве работ исследовались составы со стороны MnSi. Например, в основополагающей работе [49] сообщалось о свойствах монокристаллов с содержанием кобальта $x(Co) \leq 0,04$ и $x(Fe) \leq 0,19$. В [51, 52] диапазон содержания железа у $Mn_{1-x}Fe_xSi$ был расширен до $x(Fe) = 0,3$ и поэтому данный материал будет основным объектом нашего анализа.

Не будет преувеличением сказать, что моносилицид марганца и твёрдые растворы на его основе относятся к популярным объектам в физике конденсированного состояния, причём актуальность исследований сохраняется уже на протяжении полувека. Такая ситуация связана как с нетривиальными физическими свойствами, так и со сложившейся в литературе неоднозначной трактовкой магнитных свойств этого сильно коррелированного металла. Для $T < 29$ К у MnSi возникает несоизмеримая магнитная структура, которая по данным нейтронных исследований представляет собой спираль с периодом 18 нм. Поскольку в структуре B20 отсутствует центр инверсии, то появление магнитной спирали интерпретируется как результат одновременного влияния основного антиферромагнитного обмена J и более слабого взаимодействия Дзялошинского–Мории D , разрешенного в данном случае симметрией кристалла. В простейшем варианте пространственный период спирали составляет $L \sim aJ/D$ и при $J \gg D$ значительно превышает постоянную решётки $a = 0,456$ нм [50, 52, 53]. Первая волна интереса к MnSi была связана с появлением теории зонного магнетизма Мории [56], в которой этот материал фигурирует в качестве одного из основных подтверждающих её примеров. Как известно, данный подход был предложен для объяснения парадокса, наблюдаемого в некоторых магнетиках, когда величина магнитного момента, определённого из закона Кюри–Вейсса для магнитной восприимчивости в парамагнитной фазе составляет единицы магнетона Бора в расчёте на магнитный ион, а намагниченность насыщения в ферромагнитной фазе в пределе $T \rightarrow 0$ оказывается существенно меньше этого значения, хотя, казалось бы, что все спины должны выстроиться параллельно (или почти параллельно как в спирали у MnSi) и момент насыщения должен бы был совпадать со значением, найденным из $\chi(T)$. Например, у MnSi экспериментальные данные по восприимчивости и LDA расчёты дают магнитный момент марганца $(1,2–1,3)\mu_B$ [21, 57–60], а намагниченность насыщения в

магнитоупорядоченной фазе составляет $\sim 0,3\mu_B/Mn$ [21, 57–60].

Хотя в некоторых работах MnSi до сих пор классифицируется как зонный магнетик, исследования электронного парамагнитного резонанса [57–59] показали, что в этом соединении и в твёрдых растворах $Mn_{1-x}Fe_xSi$ [61] магнитный момент локализован на атомах марганца. Для объяснения несоответствия между величиной локализованного магнитного момента и намагниченностью насыщения была предложена спин-поляронная модель [21, 54, 59], в которой учитывается возникновение квазисвязанных состояний зонных электронов и магнитных моментов марганца. Подробное описание этой модели приводится в разделе 5. Данный подход позволил не только объяснить упомянутый выше парадокс, лежащий в основе теории Мории, но и впервые дал возможность описать особенности полевых зависимостей намагниченности у MnSi. С этой точки зрения, магнитные взаимодействия у MnSi необходимо описывать в гейзенберговской парадигме с учётом взаимодействия с носителями заряда. Очевидно, что у $Mn_{1-x}Fe_xSi$ существенными могут оказаться и эффекты, обусловленные магнитным беспорядком, связанным с замещением марганца атомами железа, которые в данном соединении могут рассматриваться как немагнитные [57–59].

Вторая волна интереса к MnSi была обусловлена открытием в этом материале скирмионной решётки [62–64], топологического эффекта Холла [65] и квантовых фазовых переходов [49, 51, 52, 66]. Скирмионная решётка у MnSi возникает в так называемой А-фазе, которая представляет собой узкую область на $H-T$ магнитной фазовой диаграмме в окрестности перехода в спиральное состояние [62–64], которая может быть идентифицирована по данным нейтронного рассеяния [62], лоренц-микроскопии [63] и магнитотранспортных характеристик [64]. Нетривиальная спиновая структура А-фазы приводит к появлению топологического эффекта Холла [65].

Наблюдение квантовых критических явлений у MnSi связано как с экспериментами в условиях высокого давления, так и с внедрением примесных атомов. Известно, что приложение внешнего гидростатического давления $p \sim 1,5$ ГПа приводит к уменьшению температуры перехода в спиральное состояние до нуля и появлению квантовой критической точки [66]. Другим способом является замещение марганца железом или кобальтом, которое также приводит к подавлению температуры магнитного перехода [49, 51, 52, 55]. При этом физика, связанная с механизмами модификации свойств MnSi примесными атомами до недавнего времени оставалась на втором плане. Далее мы покажем, что эта проблематика не менее интересна и фундаментальна, чем скирмионная физика, и, по-видимому, может оказаться важной для дальнейшего развития фундаментальной физики магнитных явлений.

Первое подробное исследование физических свойств (магнитной восприимчивости, намагниченности, магнитной восприимчивости на переменном токе, теплоёмкости) у $Mn_{1-x}Fe_xSi$ и $Mn_{1-x}Co_xSi$ было выполнено в [49]. На обширном экспериментальном материале было показано, что примеси железа и кобальта приводят к уменьшению температуры перехода в спиральную фазу с дальним магнитным порядком $T_{LRO}(x)$, причём квантовый критический режим с $T_{LRO}(x)=0$ достигается при $x(Co) \sim 0,06$ или при $x(Fe) \sim 0,15$ [49]. Анализ полевых

зависимостей намагниченности в магнитном поле до 9 Тл при различных температурах по методу Белова–Аррота позволил найти температуру ферромагнитного упорядочения $T_C(x)$, которая оказалась больше, чем $T_{LRO}(x)$ [49]. Помимо этих температур данные теплоёмкости в магнитном поле до 9 Тл показали, что у $Mn_{1-x}Fe_xSi$ и $Mn_{1-x}Co_xSi$ существует ещё одна характерная температура $T_f(x)$, превышающая $T_C(x)$ [49], и которую можно связать с магнитными флуктуациями в парамагнитной фазе [53]. Таким образом, одним из основных результатов [49] является установленная в этой работе иерархия характерных температур $T_{LRO}(x) < T_C(x) < T_f(x)$.

Следующий важный шаг к пониманию T - x магнитной фазовой диаграммы был сделан в работе [50], где были сопоставлены данные по малоугловому рассеянию поляризованных нейтронов (SANS) и особенности температурной зависимости магнитной восприимчивости в системе $Mn_{1-x}Fe_xSi$. Было показано, что максимум и минимум на температурной зависимости производной $d\chi/dT$ отвечают качественному изменению нейтронного рассеяния (рис. 5). Например, для температуры минимума T_f симметричная картина при $T > T_f$ (рис. 5, область 1) сменяется на характерное рассеяние в форме полумесяца при $T < T_f$ (рис. 5, области 2 и 3). При температуре максимума T_{LRO} происходит возникновение спиральной фазы, с которой связаны хорошо выраженные брэгговские рефлексы (рис. 5, область 5). Интересно, что данные [50] позволили выделить ещё одну характерную температуру T^* , разделяющую области 2 и 3 на рис. 5. При этом в качестве границы областей в [50] предлагается рассматривать особенность второй производной $d^2\chi/dT^2$. При этом картина в виде полумесяца в интервале $T_{LRO} < T < T^*$ (рис. 5, область 3) оказывается более выраженной по сравнению с интервалом $T^* < T < T_f$ (рис. 5, область 2) при сохранении качественной картины нейтронного рассеяния. Можно указать и более ясную физическую причину, которая позволяет выделить эту границу внутри диапазона $T < T_f$ [54]. Для этого можно воспользоваться данными по обратному времени жизни спиновых флуктуаций Γ , найденному в [50] по данным нейтронного спинового эха. Найдено, что при $T = T^*$ имеет место максимум температурной зави-

симости $\Gamma(T)$ свидетельствующий об изменении спин-флуктуационной динамики. Таким образом, данные [49, 50] показывают, что у $Mn_{1-x}Fe_xSi$ в окрестности перехода в спиральную фазу с дальним магнитным порядком существует сложная флуктуационная область.

Результаты [50] были использованы в работах [51, 52] для построения T - x магнитной фазовой диаграммы системы $Mn_{1-x}Fe_xSi$, особенностью которой является наличие двух квантовых критических точек, первая из которых $x^* \sim 0,11$ отвечает обращению температуры перехода в спиральную фазу в ноль, $T_{LRO}(x^*) = 0$, а вторая $x_c \sim 0,24$ — обращению в ноль температуры, задающей флуктуационную область $T_f(x_c) = 0$. В [51] была также предложена модель для количественного описания зависимости $T_f(x)$, которая позднее была полностью подтверждена данными по исследованию ЭПР и аномального эффекта Холла [52]. При этом область магнитной фазовой диаграммы $T < T_f$ интерпретировалась как результат "замерзания" магнитных флуктуаций и образования фазы с промежуточным магнитным порядком. Альтернативный подход к описанию флуктуационной области был предложен в [53], где границы между различными областями понимались не как магнитные переходы, а как области кроссовера между областями, отличающимися по характеру магнитных взаимодействий.

Противоречие между подходами [51, 52] и [53] было разрешено с появлением концепции спин-флуктуационных переходов [54]. Под спин-флуктуационным переходом (СФП) понимается резкое изменение характеристик спиновых флуктуаций (например, их амплитуды или пространственной ориентации) в магнетике под воздействием управляющих параметров (температуры или состава материала), не связанное непосредственно с образованием фаз с дальним магнитным порядком. Для экспериментатора СФП выглядят как явно выраженные изменения макроскопических характеристик, происходящие при хорошо определённой температуре, а с теоретической точки зрения в большинстве случаев выходят за рамки стандартной теории фазовых превращений, для которой типично рассмотрение флуктуаций как некоторого сопутствующего магнитному переходу явления. В ряде случаев СФП можно рассматривать как магнитную аналогию фазовых переходов в жидких кристаллах. В частности, переход из фазы изотропной жидкости в нематическую фазу сопровождается изменением картины рассеяния рентгеновских лучей, идентичным показанному на рис. 5. для магнитного рассеяния [67]. При этом в случае магнетика палочкообразные молекулы в жидком кристалле эмулируются анизотропными спиновыми флуктуациями, а переход из парамагнитной фазы в фазу спинового нематика соответствует переходу от изотропных флуктуаций к анизотропным без установления какого-либо дальнего магнитного порядка [68]. Ожидается, что СФП данного типа и происходит у $Mn_{1-x}Fe_xSi$ при $T = T_f$ [54].

Возникновение квантового критического режима обусловленного фазой Гриффитса у $Mn_{1-x}Fe_xSi$ было впервые обнаружено в работе [51], согласно которой в области составов $x > x_c$ магнитный беспорядок оказывается настолько сильным, что магнитная подсистема распадается на отдельные кластеры. При этом в эксперименте наблюдается характерная степенная зависимость магнитной восприимчивости $\chi \sim 1/T^\xi$ с показателем степени $\xi = 0,5-0,6$ [51, 52]. При этом вопрос о сущест-

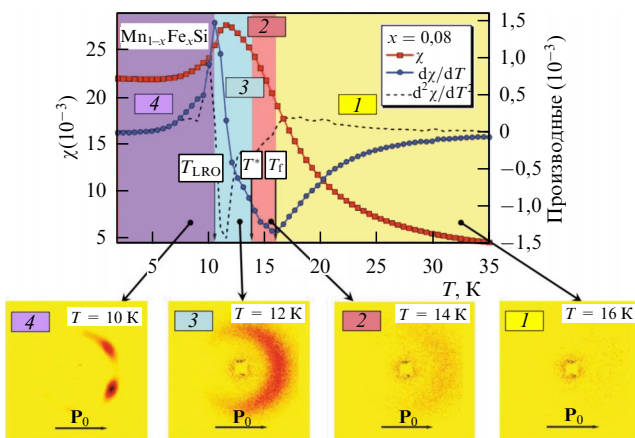


Рис. 5. Корреляция между температурными зависимостями магнитной восприимчивости χ и производных $d\chi/dT$ и $d^2\chi/dT^2$ и изменением картины малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов для образца $Mn_{1-x}Fe_xSi$ с $x = 0,08$ (по работе [50]). (Подробности в тексте.)

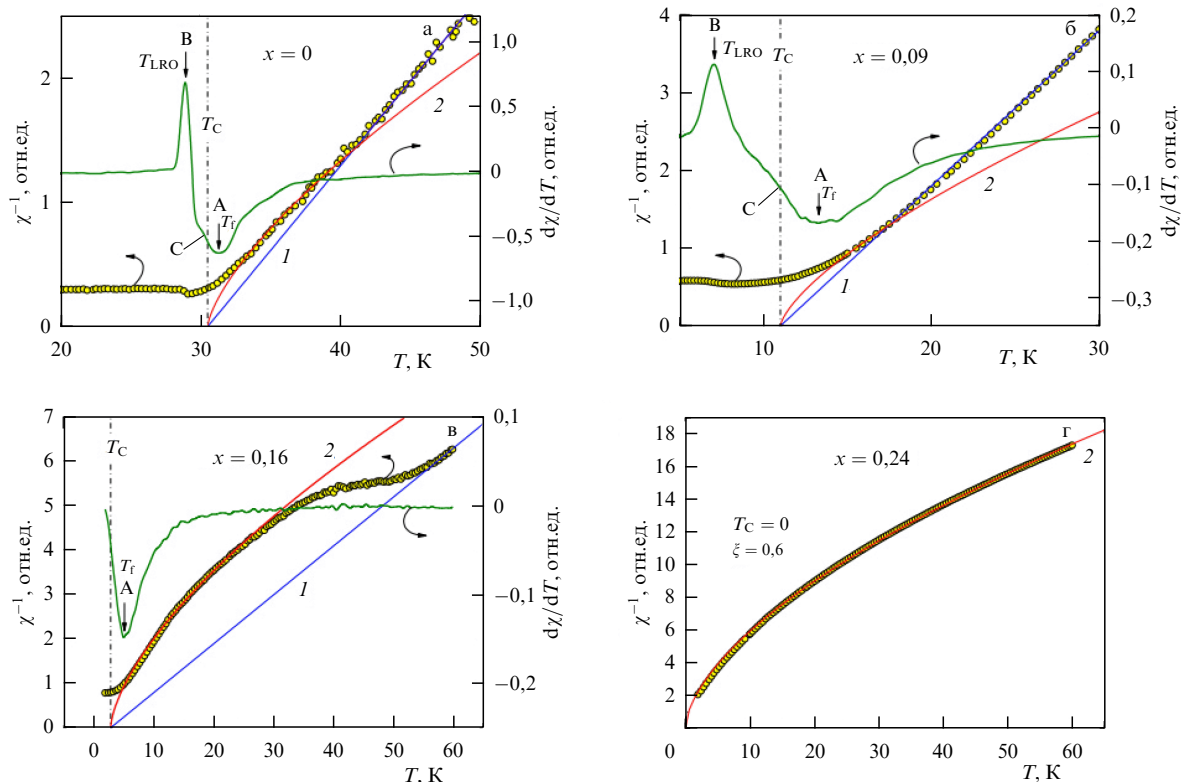


Рис. 6. Температурные зависимости обратной магнитной восприимчивости χ^{-1} и производной $d\chi/dT$ у образцов $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ различного состава: (а) $x = 0$, (б) $x = 0,09$, (в) $x = 0,16$, (г) $x = 0,24$. На рисунках а–г сплошные линии обозначают асимптотики магнитной восприимчивости в кластерной модели неупорядоченного ферромагнетика: 1 — закон Кюри–Вейсса (формула (10)); 2 — степенная зависимость (формула (11)). Буквами А, В и С обозначены различные особенности температурной зависимости $d\chi/dT$ (см. текст). (Экспериментальные данные взяты из работы [51].)

вовании фазы Гриффитса в области $x < x_c$ в [51, 52] не рассматривался, несмотря на то, что уменьшение T_{LRO} с x может быть следствием влияния магнитного беспорядка. На это обстоятельство было обращено внимание в недавней работе [55], в которой были обнаружены низкотемпературные аномалии магнитных свойств гриффитсовского типа у $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ в диапазоне концентраций $x < x_c$. Помимо этого, в [55] была предпринята попытка интерпретировать магнитную фазовую диаграмму в рамках сценария использованного ранее для описания квантовых критических явлений в системах Co_{1+x}Sn и $\text{Ni}_{1-x}\text{V}_x$ [20,36,37], в котором не учитывается наличие второй квантовой критической точки при $x = x_c$.

В свете результатов, полученных в [55] представляет интерес рассмотреть вопрос о существовании фазы Гриффитса в системе $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ более подробно. Для этого мы воспользуемся теоретической моделью, описанной в разделе 2, с помощью которой мы проанализируем экспериментальные данные из работы [51]. Типичные результаты для зависимостей $\chi^{-1}(T)$ показаны на рис. 6, где кривые 1 соответствуют закону Кюри–Вейсса (10), а кривые 2 — гриффитсовской степенной асимптотике (11) с $T_C \neq 0$ (рис. 6а–в) и с $T_C = 0$ (рис. 6г). Видно, что простая модель, учитывающая только ферромагнитные взаимодействия, хорошо описывает экспериментальные данные, что, по-видимому, обусловлено малой величиной взаимодействия Дзялошинского–Мории по сравнению с основным ферромагнитным обменом. Для небольших кластеров, имеющих размер меньший или сравнимый с периодом магнитной спирали $L \gg a$ систе-

му можно приближенно рассматривать как ферромагнитную и, следовательно, для гриффитсовской фазы с наноразмерными магнитными кластерами следует ожидать разумного согласия с экспериментом (см. рис. 6).

Сравнение с температурной зависимостью $d\chi/dT$ показывает, что температура T_f минимума А, отвечающая спин-флуктуационному переходу, всегда оказывается больше температуры Кюри T_C , которая, в свою очередь удовлетворяет условию $T_C > T_{\text{LRO}}$, где T_{LRO} находится по температуре максимума В (рис. 6а–в). Качественно этот результат соответствует анализу, выполненному в [49], когда температура, связанная с ферромагнетизмом, лежит между T_f и T_{LRO} . Однако в нашем случае этот результат получен для модели ферромагнитной фазы Гриффитса и не использует анализ намагниченности в координатах Белова–Арротта как в работе [49]. Отметим, что использование координат Белова–Арротта или Арротта–Ноака [68] оправдано, если выполняется стандартное уравнение состояния для ферромагнетика [22], которое, однако, неприменимо для гриффитсовских систем [1, 2, 5, 6]. Поэтому примененный нами феноменологический подход для нахождения T_C является более последовательным и даёт более точную оценку T_C по сравнению с работой [49]. Интересно, что для составов из интервала $x < x^*$, когда $T_{\text{LRO}} \neq 0$, на кривой $d\chi/dT = f(T)$ наблюдается дополнительная особенность С (см. рис. 6), положение которой на шкале температуры совпадает с изменением времени жизни спиновых флуктуаций и картины малоуглового рассеяния нейтронов, обнаруженным в работе [50]. Таким образом, в пределах

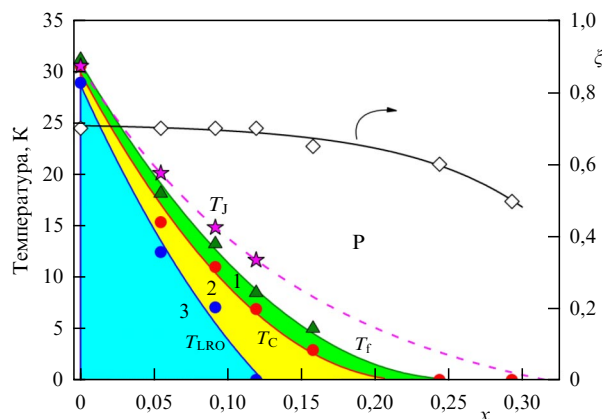


Рис. 7. Магнитная T - x фазовая диаграмма $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ и температурная зависимость показателя степени ξ , полученная по результатам анализа данных магнитной восприимчивости с помощью модели неупорядоченного кластерного ферромагнетика. (Подробности в тексте.)

экспериментальной точности выполняется условие $T_C \approx T^*$ (см. рис. 5, 6).

Найденные зависимости $T_{\text{LRO}}(x)$, $T_C(x)$ и $T_f(x)$ показаны на рис. 7, где точки представляют результат обработки магнитной восприимчивости, а линии отражают качественный вид концентрационных зависимостей характерных температур при изменении концентрации железа в твёрдом растворе $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$. Точное описание температуры СФП $T_f(x)$ в рамках соответствующей количественной модели приведено в [51, 52, 54].

Данные рис. 6 и 7 позволяют сделать несколько важных выводов. Во-первых, переход из парамагнитной фазы в спиральную фазу с дальним магнитным порядком происходит в несколько стадий. При понижении температуры вначале при $T = T_f$ происходит спин-флуктуационный переход в спин-нематическую фазу (область 1 на рис. 7), а затем при $T = T_C$ образуется ферромагнитная фаза Гриффитса (область 2 на рис. 7). Поскольку кластерная модель хорошо описывает переход при T_C необходимо предполагать существование магнитных кластеров как при $T_f > T > T_C$, так и при $T < T_C$. Так как при $T = T_f$ происходит СФП, то разбиение на кластеры будет флуктуировать во времени, причём этот процесс должен быть достаточно медленным для того, чтобы между кластерами установились корреляции и, в результате, возникла квазистационарная функция распределения локальных полей, дающаяся формулой (2). Концентрационная зависимость показателя степени $\xi(x)$ найденная из аппроксимации участка кривой $\chi^{-1}(T)$ формулой (11) оказывается достаточно слабой и в области $x < 0,3$ этот параметр принимает значения из интервала 0,5–0,7 (см. рис. 7), что свидетельствует в пользу плавной и не слишком сильно выраженной эволюции функции распределения локальных магнитных полей. Отметим, что при $T = T_C$ магнитные флуктуации должны замедлиться ещё больше и, поэтому, мы предполагаем, что температура T^* , при которой неупорядоченное магнитное рассеяние в форме полумесяца становится более резким из-за изменения спиновой динамики (см. рис. 5, [50]) совпадает с T_C , следующей из кластерной модели гриффитсовской фазы. Качественно рассмотренный сценарий образования фазы Гриффитса может рассматриваться как "замерзание" магнитных флуктуаций в окрестности T_{LRO} .

Во-вторых, так как образованию фазы с дальним магнитным порядком (область 3 на рис. 7) при понижении температуры предшествует возникновение фазы Гриффитса, нельзя исключить, что у $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ магнитный беспорядок играет настолько существенную роль, что переход при T_{LRO} в спиральную фазу обусловлен не только совместным влиянием ферромагнитного обмена и взаимодействия Дзялошинского–Мории, но и связан с перколяцией из-за слияния отдельных кластеров. В отсутствие взаимодействия Дзялошинского–Мории такая перколяционная фаза представляла бы собой обычный ферромагнетик, однако учёт этого члена в спиновом гамильтониане создаст результирующую спиральную магнитную структуру. При этом магнитные флуктуации при $T > T_{\text{LRO}}$ в некотором достаточно узком температурном интервале также будут иметь не чисто ферромагнитный, а спиральный характер, что и наблюдается экспериментально [50, 53].

В-третьих, принципиальное значение имеет тот факт, что при $x = 0,16$ у $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ температура ферромагнитного перехода в фазу Гриффитса T_C отлична от нуля (рис. 6в). Этот результат позволяет по-новому взглянуть на оценку магнитного взаимодействия в этой системе, выполненную в работах [69, 70]. В [70] анализ данных по рассеянию нейтронов позволил найти концентрационную зависимость обменной энергии $J(x)$ в области $x < 0,1$, из экстраполяции которой следовало, что ферромагнитный обмен должен обращаться в ноль при $x \sim 0,15$. В [69] из данных по эффекту Холла для составов с $x < 0,3$ и зависимости $J(x)$ для $x < 0,1$ была найдена РККИ-функция для составов с различной концентрацией железа. Расчёт подтвердил, что интеграл обмена между ближайшими соседями ферромагнитного типа в структуре MnSi обращается в ноль при $x \sim 0,15$ и при дальнейшем увеличении концентрации железа меняет знак на противоположный, соответствующий антиферромагнитному взаимодействию [69]. При этом обмен между соседями, следующими за ближайшими, всегда оставался антиферромагнитного типа и слабо зависел от величины x [69]. Если эти результаты правильны, то у образца с $x = 0,16$ должно доминировать не ферромагнитное, а антиферромагнитное взаимодействие и магнитная восприимчивость для данного состава не может описываться моделью кластерной ферромагнитной фазы Гриффитса. Это утверждение очевидным образом противоречит эксперименту, демонстрирующему хорошее согласие с нашей теорией (рис. 6в).

Расхождение анализа, выполненного в настоящей работе с результатами [69, 70] может быть обусловлено несколькими причинами. Прежде всего, следует обратить внимание на сложность разделения электронного и дырочного вклада в коэффициент Холла, необходимого для корректного определения фермиевских импульсов электронов и дырок, а также на достаточно грубое сферически симметричное приближение, использованное в [69] для расчёта РККИ-взаимодействия между магнитными ионами марганца. Кроме того, необходимо учесть, что при построении зависимости $J(x)$ в [70] были использованы номинальные значения концентрации железа в твёрдом растворе, которые несколько отличались от реальных, измеренных для конкретных составов. Это обстоятельство не могло не повлиять на результат экстраполяции данных $J(x)$.

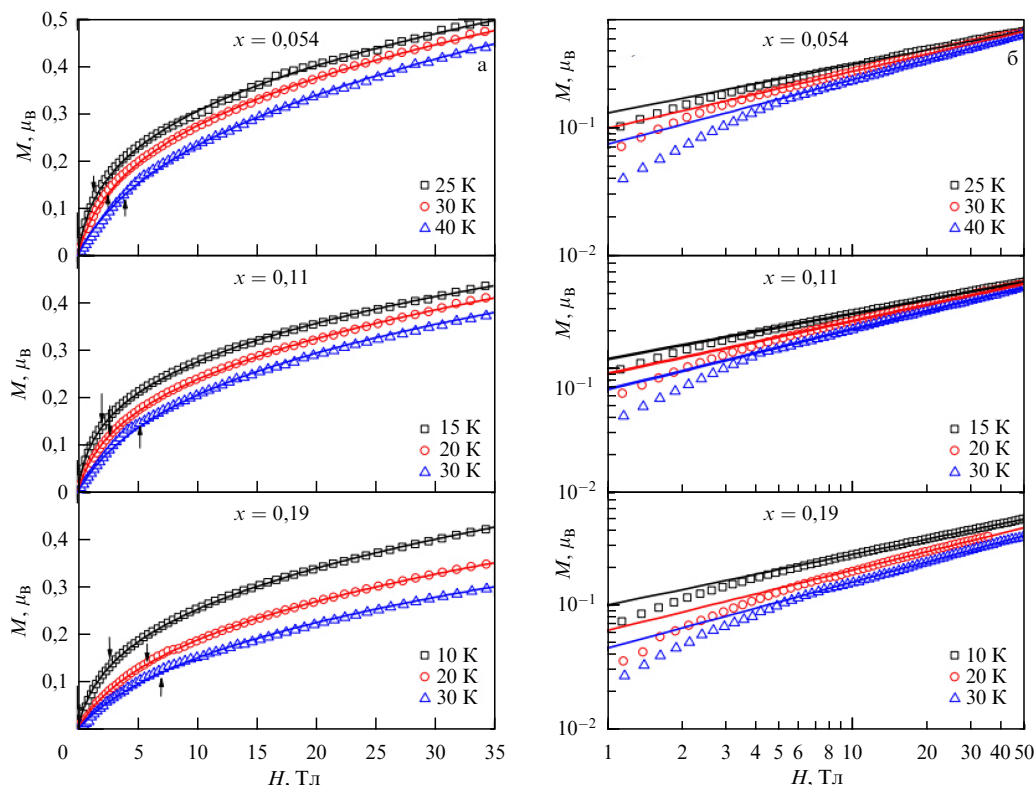


Рис. 8. Степенные полевые зависимости намагниченности у образцов $Mn_{1-x}Fe_xSi$ различного состава в магнитном поле до 50 Тл. (а) Стрелками обозначено магнитное поле H_c , выше которого наблюдается степенная зависимость $M \sim H^\alpha$. (б) Данные $M(H)$ приведены в двойных логарифмических координатах. (Из работы [71].)

В настоящей работе мы скорректировали концентрационную зависимость $J(x)$ с учётом реальной концентрации железа и построили модельную зависимость температуры $T_J(x) = T_C(0)J(x)/J(0)$, которая могла бы описывать ферромагнитный переход в том случае, если бы единственной причиной изменения T_C было бы изменение J (см. рис. 7). Видно, что $T_J(x)$ даёт температуры, существенно превышающие экспериментально наблюдаемые значения T_C , причём рассогласование увеличивается с x . Такое поведение полностью вписывается в физику фазы Гриффитса, для которой должно наблюдаться дополнительное уменьшение T_C вследствие магнитного беспорядка, увеличивающегося с ростом содержания железа в твёрдом растворе. Кроме того, уточнённая концентрационная зависимость показывает, что обменный интеграл если и обращается в ноль, то только в окрестности $x \sim 0,3$ (см. рис. 7), что подтверждает корректность проведённого анализа экспериментальных данных с помощью кластерной модели ферромагнитной фазы Гриффитса.

В свете изучения гриффитсовской физики в системе $Mn_{1-x}Fe_xSi$ значительный интерес представляет работа [71], в которой были исследованы полевые зависимости намагниченности $M(H)$ в диапазоне $H < 50$ Тл. Установлено, что при превышении критического значения $H_c \sim 1,5-7$ Тл, зависящего от температуры и состава образца, намагниченность в парамагнитной фазе подчиняется эмпирическому степенному закону

$$M(H, T) = A(T)H^{\alpha(T)} \quad (15)$$

с показателем степени $\alpha \sim 0,33-0,5$, который выполняется вплоть до максимального поля ~ 50 Тл (рис. 8).

Это необычное поведение было интерпретировано как возникновение индуцированной магнитным полем фазы Гриффитса [71]. Предполагалось, что в области $H > H_c$ магнитное поле подавляет магнитные флуктуации и стабилизирует связанные с ними магнитные неоднородности и, таким образом, приводит к появлению некоторой эффективной неупорядоченной кластерной структуры [71]. Если это предположение правильно, то, согласно модели фазы Гриффитса (раздел 2), сильное магнитное поле у $Mn_{1-x}Fe_xSi$ создаёт кластерную ферромагнитную фазу с дисперсией локальных полей. В такой ситуации, как отмечалось выше, параметр $A(T) \sim M_0(T)$ и может быть использован для оценки температурной зависимости параметра порядка [16, 18]. Температурные зависимости $A(T)$ из работы [71] показаны на рис. 9. Хотя экспериментальные данные не являются слишком подробными, видно, что коэффициент $A(T)$ убывает при понижении температуры, а экстраполяция температурной зависимости $A(T)$ к значению $A = 0$ даёт оценку температуры Кюри в индуцированной магнитным полем ферромагнитной фазе Гриффитса $\sim 46-60$ К (см. рис. 9).

Однако в рассматриваемой модели в температурную зависимость $A(T)$ может вносить вклад комбинация $H_m^{1-\xi}$ (формула (12)). Из данных [71] следует, что температурная зависимость показателя степени $\xi(T) = 1 - \alpha(T)$ не имеет критического поведения, поэтому дополнительный вклад в критическую температурную зависимость $A(T)$ может вносить только величина H_m . Формально этот параметр вводится для того, чтобы удовлетворить условию нормировки (2а), так как соответствующий интеграл расходится на верхнем пределе и,

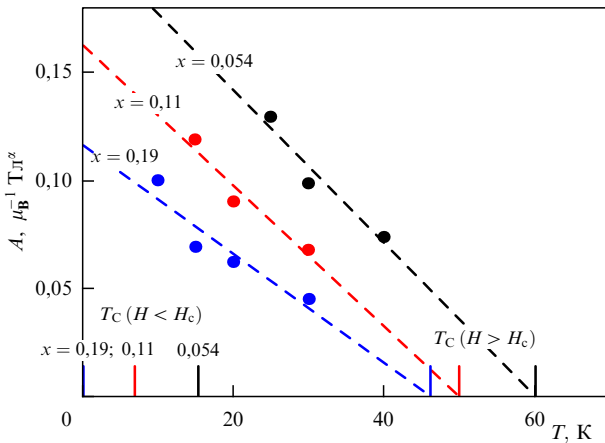


Рис. 9. Температурные зависимости параметра порядка (коэффициента A в формуле (15)) и сравнение температур Кюри в низкополевой магнитной фазе ($H < H_c$) и в индуцированной магнитным полем фазе Гриффитса ($H > H_c$).

в принципе, может не зависеть от температуры. Если же предположить существенную температурную зависимость поля обрезки, имеющую физический смысл, то необходимо предположить, что величина H_m задаёт диапазон актуальных локальных полей, в котором будет выполняться степенная зависимость (12). Локальные поля, в свою очередь связаны с намагниченностью кластеров в фазе Гриффитса, которая убывает при $T \rightarrow T_C$ согласно формуле (13). В результате разброс локальных полей будет уменьшаться, а не увеличиваться. Поэтому при приближении к температуре Кюри из области существования ФМ фазы в рамках рассматриваемой "физической" интерпретации параметр H_m должен убывать, что должно приводить к росту величины $A(T \rightarrow T_C)$. Такое поведение противоречит эксперименту (см. рис. 9). Таким образом, сопоставление модели с экспериментальными данными показывает, что основной вклад в температурную зависимость параметра порядка $A(T)$ вносит температурная зависимость параметра порядка A , а не H_m или ξ , однако нельзя исключить некоторого завышения оцененной из $A(T)$ температуры Кюри.

Тем не менее, из рис. 9 можно заключить, что в индуцированной магнитным полем фазе Гриффитса величина T_C существенно превышает температуру Кюри для гриффитсовской фазы, возникающей при "замерзании" магнитных флуктуаций (см. рис. 7). Например, для образца $x = 0,054$ характерная температура T_C увеличивается от ~ 15 К до ~ 60 К, а для состава с $x = 0,11$ от ~ 7 К до ~ 50 К, т.е. температура Кюри возрастает в 4–7 раз. Для образца с $x = 0,19$ эффект магнитного поля оказывается ещё более существенным: если в слабом магнитном поле с экспериментальной точностью должно выполняться практически полное подавление температуры магнитного перехода $T_C \approx 0$ (см. рис. 7), то в сильном магнитном поле возникает температура Кюри $T_C \sim 46$ К (см. рис. 9). Таким образом, эксперимент показывает, что общепринятое универсальное уменьшение температуры магнитного перехода в рамках гриффитсовского сценария иногда нарушается, а возникновение фазы Гриффитса может сопровождаться существенным увеличением температуры Кюри. Более подробно этот эффект будет рассмотрен в следующем разделе на примере новой системы $Mn_{1-x}Rh_xSi$.

В заключение этого раздела рассмотрим влияние атомов, замещающих в моносилциде марганца кремний [72]. В этом случае в литературе отсутствуют данные позволяющие проанализировать структуру флуктуационной области, и доступна лишь информация о температуре магнитного перехода, которую в первом приближении можно рассматривать как температуру Кюри, соответствующую наиболее сильному типу магнитного взаимодействия у $MnSi$ [72]. Исследование магнитных свойств монокристаллов $MnSi_{1-x}Al_x$ ($x < 0,04$), $MnSi_{1-x}Ga_x$ ($x < 0,01$) и $MnSi_{1-x}Ge_x$ ($x < 0,1$) показало, что в этом диапазоне концентраций у образцов с примесями наблюдается увеличение T_C до ~ 40 К. Замещение атомов кремния атомами алюминия, галлия и германия приводит к увеличению постоянной решётки, а поэтому эффект роста температуры магнитного перехода описывается как влияние "отрицательного химического давления" [72], поскольку под давлением и T_C , и a уменьшаются [66]. Очевидно, что примеси в общем случае индуцируют возникновение случайного поля деформаций, и в случае "отрицательного химического давления" имеется в виду среднее значение параметров кристаллической решётки в зависимости от концентрации примесного атома. Анализ возможного влияния "отрицательного химического давления" на температуру ферромагнитного перехода в фазе Гриффитса будет проведён в разделе 5.4. Заметим, что, как и следовало ожидать, для примеси железа, замещающего марганец, постоянная решётки у соединения $Mn_{1-x}Fe_xSi$ уменьшается [72]. В этом случае, очевидно, можно говорить о "положительном химическом давлении".

4.2. Новый магнетик со структурой B20: твёрдые растворы замещения $MnSi$ – $RhSi$

Первое сообщение о физических свойствах твёрдых растворов на основе $MnSi$, в которых атомы марганца замещены атомами родия было опубликовано в [15]. Также как и в случае $Mn_{1-x}Fe_xSi$ и $Mn_{1-x}Co_xSi$, существует граничное соединение $RhSi$, имеющее ту же кристаллическую нецентросимметричную структуру B20, что и $MnSi$. Поэтому возможен синтез твёрдых растворов замещения $Mn_{1-x}Rh_xSi$ в широком диапазоне составов $0 \leq x \leq 1$. Для получения поликристаллических образцов $Mn_{1-x}Rh_xSi$ в [15] была использована методика синтеза в условиях высокого давления [73]. Исходная навеска из высокочистых марганца (99,9%), родия (99,97%) и кремния (99,999%) помещалась в изолирующий контейнер из монокристаллического $NaCl$, после чего подвергалась одновременному действию давления 8 ГПа и высокой температуры 1500–1700 К в камере типа "Тороид". Рентгеноструктурный анализ подтвердил, что в области составов $0 \leq x \leq 1$ образцы кристаллизуются в структуре B20 с постоянной решётки, увеличивающейся с ростом содержания родия и, следовательно, в твёрдых растворах замещения реализуется случай "отрицательного химического давления" (рис. 10). Это обстоятельство радикально отличает влияние атомов родия от влияния атомов железа или кобальта, для которых постоянная решётки уменьшается по отношению к $MnSi$ [49, 72]. При этом наблюдаются отклонения от закона Vegarda, и зависимость постоянной решётки от концентрации оказывается нелинейной (см. рис. 10). Однородность и стехиометрия образцов контролировались методами сканирующей электронной микроскопии и рентгеновского микроанализа. Относительные откло-

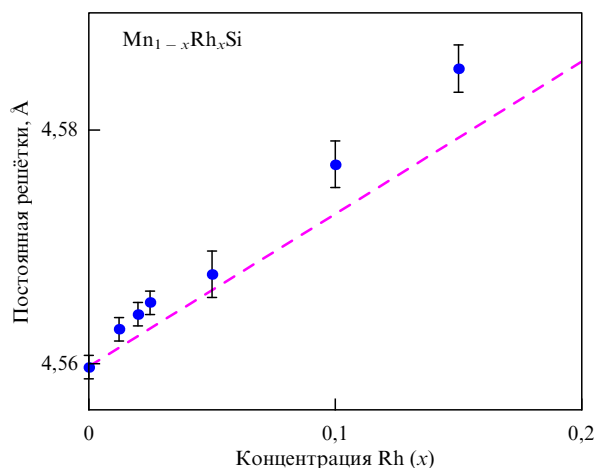


Рис. 10. Зависимость постоянной решётки у твёрдых растворов замещения $Mn_{1-x}Rh_xSi$ от концентрации родия. Пунктирная линия соответствует закону Вегарда. (Из работы [15].)

нения состава от номинальной химической формулы $Mn_{1-x}Rh_xSi$ не превышали 1 % и, с этой точки зрения, состав образцов находился на том же уровне качества, что и в монокристаллах системы $Mn_{1-x}Fe_xSi$, исследованных ранее [51, 52, 61, 69–71].

Изучение магнитной структуры образцов $Mn_{1-x}Rh_xSi$, выполненное методом нейтронного рассеяния, показало, что взаимодействие Дзялошинского – Морри существует вплоть до составов с $x \sim 0,13$, а для образцов с содержа-

нием родия $x \leq 0,02$ можно наблюдать не только спиральную фазу, но и образование А-фазы, в которой существует скирмионная решётка [15]. При этом температурный диапазон существования А-фазы у $Mn_{1-x}Rh_xSi$ существенно расширился по отношению к исходному $MnSi$ [15]. Интересная информация о магнитном состоянии атомов марганца была получена при исследовании спектров ядерного магнитного резонанса (ЯМР) в нулевом внешнем магнитном поле [15]. В этом случае резонансное поглощение обусловлено наличием локальных магнитных полей в образце, которые, в свою очередь, зависят от величины магнитного момента атомов, входящих в кристаллическую структуру материала [74].

Экспериментальные ЯМР спектры $Mn_{1-x}Rh_xSi$ на ядре ^{55}Mn для нулевого внешнего магнитного поля при гелиевых температурах приведены на рис. 11. При $x \leq 0,02$ наблюдается характерная для спиральной фазы многомодовая форма линии с максимумом на частоте ~ 48 МГц. В переходной области $x = 0,025$ низкочастотный сигнал спиральной фазы сосуществует с двумя новыми бесструктурными линиями поглощения при ~ 185 МГц и ~ 315 МГц. Увеличение концентрации родия до $x = 0,05$ приводит к тому, что резонанс, связанный со спиральной фазой пропадает, а в спектрах ЯМР остаются только новые особенности поглощения. Для образца с $x = 0,15$ в области частот, где ранее наблюдался отклик спиральной фазы, возникает широкий спектр со слабо выраженными резонансными особенностями, в то время как характерная для высоких частот "двугорбая" структура спектров сохраняется, но положе-

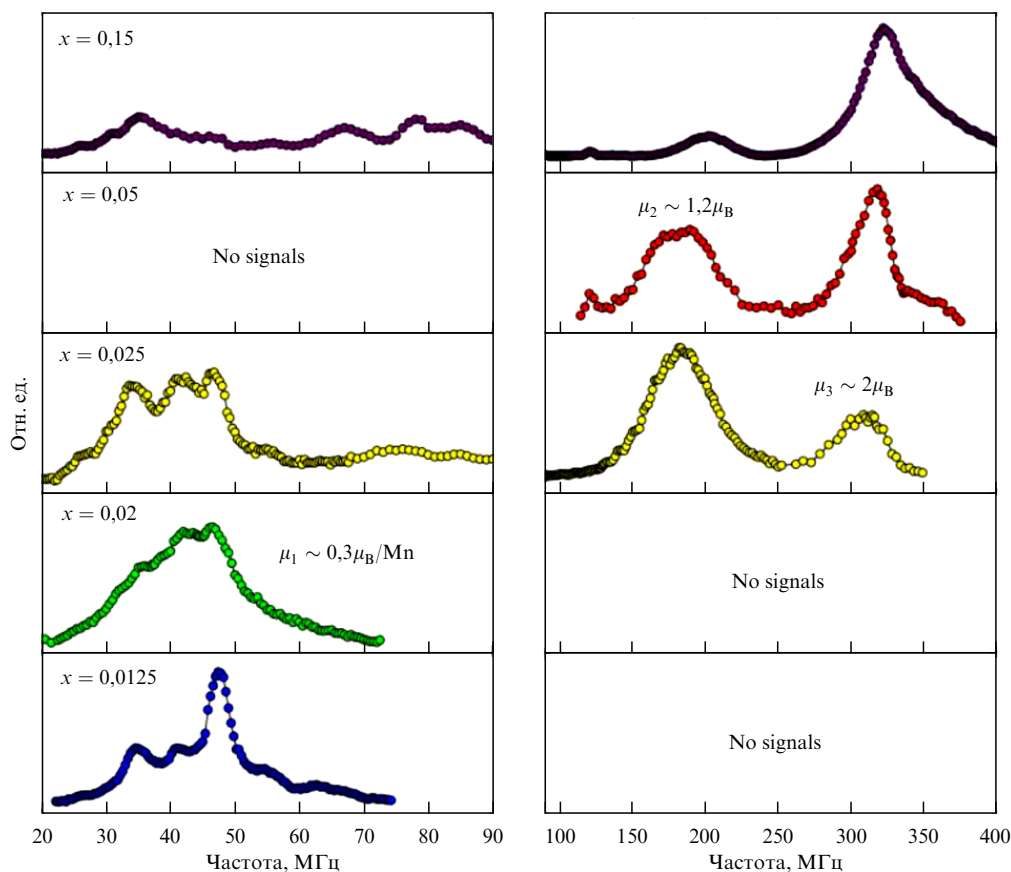


Рис. 11. Экспериментальные спектры ЯМР на ядре ^{55}Mn в нулевом внешнем магнитном поле при гелиевых температурах у образцов $Mn_{1-x}Rh_xSi$ различного состава. (Из работы [15].)

ния максимумов смещаются к частотам ~ 200 МГц и ~ 325 МГц (см. рис. 11). Интересно, что амплитуда линии с максимальной частотой увеличивается с ростом концентрации родия, и для $x \sim 0,15$ эта особенность в спектрах оказывается основной.

Соотношение частот максимумов в ЯМР спектрах для нулевого внешнего магнитного поля 48 МГц:185–200 МГц:315–325 МГц можно использовать для оценки величины локализованных магнитных моментов (ЛММ) в образцах $\text{Mn}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Si}$ [74]. В общем случае таких ЛММ будет три, и их относительные значения будут масштабироваться как характерные частоты, $\mu_1:\mu_2:\mu_3 = 1:(3,85-4,16):(6,56-6,77)$. Если принять, что наименьшее значение μ_1 связано с редуцированным ЛММ марганца у $\text{MnSi} \sim 0,3\mu_B$, то у $\text{Mn}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Si}$ могут также существовать магнитные моменты, имеющие величину $\mu_2 \sim (1,15-1,25)\mu_B$ и $\mu_3 \sim (1,96-2,03)\mu_B$. При этом легирование родием подавляет магнитные центры с $\mu_1 \sim 0,3\mu_B$ и индуцирует появление ЛММ с $\mu_2 \sim 1,2\mu_B$ и $\mu_3 \sim 2\mu_B$. В работе [15] этот эффект был интерпретирован как переход между различными состояниями иона марганца: низкоспиновым и высокоспиновым. Однако в этом случае необходимо объяснять не одно, а два высокоспиновых значения ЛММ, что, разумеется, представляет определённое затруднение. Выполненные DFT-расчёты привели авторов [15] к выводу о том, что при внедрении атомов родия в матрицу моносиллицида марганца необходимо учитывать изменение локального окружения, в результате которого происходит изменение спинового состояния атомов Mn. Согласно [15] этот эффект проявляется в виде появления группы атомов марганца с малыми моментами в несколько десятых μ_B и другой группы с моментами около $1,0\mu_B$, а также отдельных атомов Mn с максимальным моментом около $1,8\mu_B$ [15]. Для того чтобы получить эти значения, хотя и близкие к экспериментальным, но несколько отличающиеся от них, требуется дополнительно постулировать как определённые нарушения стехиометрического состава, так и существование некоторых специально выбранных интерметаллических фаз, наличие которых в образцах не подтверждается данными структурных исследований [15]. Кроме того, необходимо учесть появление магнитного момента на атоме родия [15]. Заметим, что в рамках такого подхода затруднительно объяснить сосуществование всех трёх сигналов от μ_1 , μ_2 и μ_3 в ЯМР спектре образца с малой концентрацией родия $x = 0,025$ (см. рис. 11). Действительно, в этом случае содержание родия невелико, и сложно представить ситуацию, в которой будут присутствовать различные типы локального окружения с сопоставимой концентрацией атомов марганца в этих особых конфигурациях. Заметим, что наличие поглощения сложной формы в области частот 20–100 МГц для образца с $x = 0,15$ можно объяснить разбросом локальных магнитных полей, которое может указывать на образование кластерной ферромагнитной фазы гриффитсовского типа. Эта возможность не была учтена в [15].

Следует отметить, что моделирование, выполненное в [15] не учитывает и спин-поляронные эффекты определяющие магнетизм моносиллицида марганца, которые были ранее установлены экспериментально [54, 57–59, 71] и подтверждены с помощью теоретического описания [21]. Как мы увидим далее в разделе 5, данный подход позволяет дать альтернативное, и, по-видимому, более простое объяснение наблюдаемой эволюции спектров ЯМР.

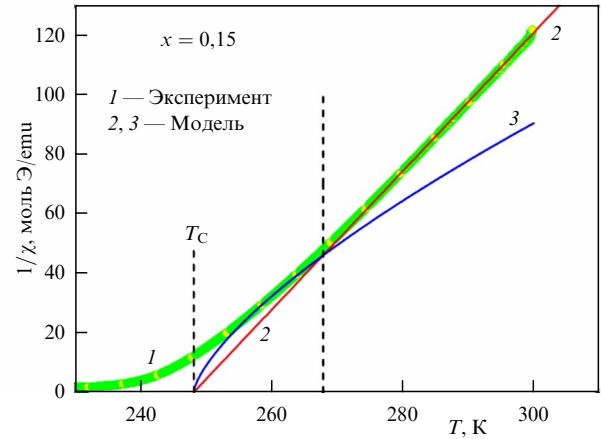


Рис. 12. Температурная зависимость обратной магнитной восприимчивости для образца $\text{Mn}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Si}$ с $x = 0,15$ (кривая 1) и асимптотики магнитной восприимчивости в кластерной модели ферромагнитной фазы Гриффитса: 2 — закон Кюри–Вейсса (формула (10)), 3 — степенная зависимость (формула (11)). (Экспериментальные данные взяты из работы [15].)

4.3. Фаза Гриффитса и ферромагнетизм $\text{Mn}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Si}$

В работе [15] было опубликовано первое сообщение о том, что замещение марганца родием в твёрдом растворе $\text{Mn}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Si}$ для составов $x \leq 0,15$ приводит к сильному росту температуры Кюри до температур $\sim 180-250$ К, которые существенно превышают температуру магнитного перехода ~ 29 К в чистом MnSi. Этот результат иллюстрируется рис. 12, где приведена температурная зависимость обратной магнитной восприимчивости для образца $\text{Mn}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Si}$ с $x = 0,15$. Видно, что экспериментальные данные (рис. 12, кривая 1) хорошо согласуются с кластерной моделью ферромагнитной фазы Гриффитса при выборе параметров $T_C = 248$ К и $\xi = 0,7$ (рис. 12, кривые 2, 3). Точка пересечения $T_C \sim 268$ К кюри-вейссовской асимптотики (кривая 2) и степенной зависимости (11) (кривая 3) позволяет оценить поле H_m величиной ~ 30 Тл. Таким образом, можно ожидать, то в широком диапазоне магнитного поля $H < H_m$ у $\text{Mn}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Si}$ для $T < T_C$ будут наблюдаться аномальные степенные полевые зависимости намагниченности.

Исследование, выполненное в работе [16] полностью подтвердило это предположение. Примеры экспериментальных кривых $M(H)$ для образцов с $x = 0,15$ и $x = 0,8$ в диапазоне $H \leq 9$ Тл приведены на рис. 13а, б. Сравнивая эмпирическую и теоретическую зависимости (15) и (12) легко видеть, что в кластерной модели ферромагнитной фазы Гриффитса $\alpha = 1 - \xi$. Поэтому для сопоставления с теорией изотермы экспериментальных полевых зависимостей намагниченности удобно представить в виде

$$\frac{H}{M} = f(H) = \frac{H^{\xi(T)}}{A(T)}. \quad (16)$$

Из рисунка 13 видно, что формула (16) хорошо описывает экспериментальные данные (рис. 13в, г). Использование координат $H/M = f(H)$ сразу делает очевидным отсутствие линейного по магнитному полю отклика, которое можно описать с помощью независимой от поля магнитной восприимчивости, $M = \chi H$, так как в этом случае отношение H/M в пределе $H \rightarrow 0$ должно выхо-

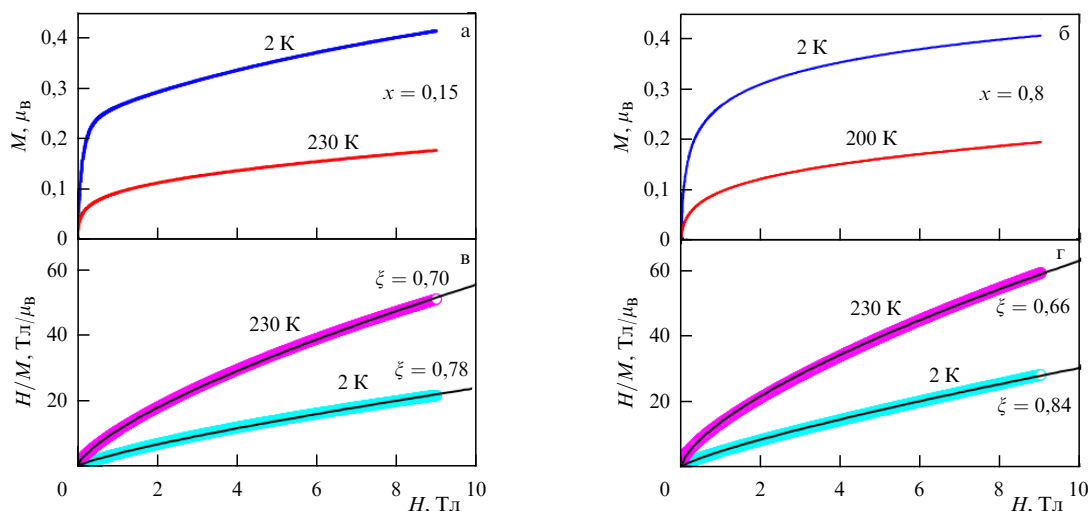


Рис. 13. Примеры зависимости намагниченности M от магнитного поля H для образцов $\text{Mn}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Si}$ с $x = 0,15$ и $x = 0,8$ (а, б) и данные $M(H)$ перестроенные в координатах $H/M = f(H)$ (в, г). Сплошные линии на рис. в и г — аппроксимация экспериментальных данных с помощью формулы (16). (Из работы [16].)

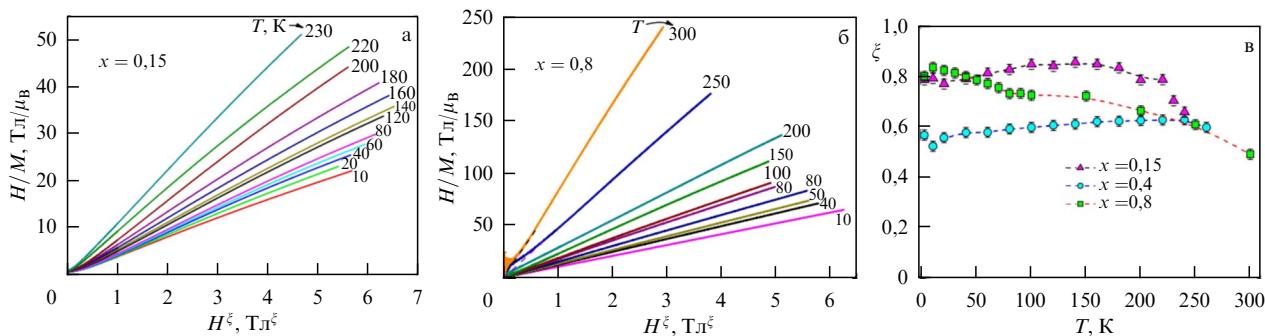


Рис. 14. Полевые зависимости намагниченности для образцов $\text{Mn}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Si}$ с $x = 0,15$ и $x = 0,8$ в спрямляющих координатах $H/M = f(H^\xi)$ (рис. а, б) и температурная зависимость показателя степени $\xi(T)$ (рис. в) для образцов с $x = 0,15$, $x = 0,4$ и $x = 0,8$. Цифры у кривых на рис. а, б соответствуют значениям абсолютной температуры. (Из работы [16].)

дить на конечное значение $H/M = 1/\chi$. Такое поведение не соответствует эксперименту, и в случае $\text{Mn}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Si}$, в соответствии с (16), отношение H/M стремится к нулю в пределе $H \rightarrow 0$ (рис. 13в, г). Отметим, что, как было установлено в [16], у $\text{Mn}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Si}$ в области составов с $x \geq 0,1$ намагниченность M следует степенной зависимости от магнитного поля H с показателем степени меньшим единицы в широком температурном диапазоне, где изменение температуры превышает два порядка величины.

Аппроксимация кривых $H/M = f(H)$ позволяет найти показатель степени ξ и перестроить экспериментальные данные в спрямляющих координатах $H/M = f(H^\xi)$ (рис. 14). Степенная зависимость (16) хорошо описывает экспериментальные данные $M(H)$ в широком температурном диапазоне (рис. 14а, б) за исключением небольшой области в окрестности начала координат $H^\xi \leq \leq 0,3 \text{ Тл}^\xi$ у некоторых кривых, для которых на полевых зависимостях намагниченности наблюдается небольшой гистерезис. Рассчитанные из аппроксимации экспериментальных данных показатели степени $\xi(T)$ для образцов с $x = 0,15$, $x = 0,4$ и $x = 0,8$ приведены на рис. 14в. Эти же данные были использованы для построения спрямляющих координат на рис. 14а, б. Видно, что у $\text{Mn}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Si}$ величина показателя степени ξ составляет $\sim 0,7$ и слабо зависит от температуры.

Как было показано в работе [16], для образцов $\text{Mn}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Si}$ применимы те же аргументы, что и в случае анализа степенных зависимостей в системе $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ (раздел 4.1), и температурную зависимость коэффициента A в формуле (16), можно использовать для оценки температурной зависимости параметра порядка $A(T) \sim \sim M_0(T) \sim (T_C - T)^\beta$ (см. выражения (12) и (13)). Это утверждение справедливо для образцов с содержанием родия $x \geq 0,1$ [16]. Интересно, что для образца с $x = 0,05$ наблюдается заметно отличающееся поведение [75]. В этом случае степенная полевая зависимость намагниченности сосуществует с насыщающимся вкладом M_{sat} , причём при $T < T_C$ насыщающийся вклад доминирует. Такая ситуация аналогична случаю $\text{Ni}_{1-x}\text{V}_x$ [37] (см. раздел 3). Экспериментальные данные, полученные в [75] показывают, что у образца с $x = 0,05$ именно температурная зависимость $M_{\text{sat}}(T)$ имеет вид, характерный для температурной зависимости параметра порядка.

Данный результат легко качественно объяснить в рамках нашей кластерной модели ферромагнитной фазы Гриффитса, приняв во внимание, что с ростом содержания родия в образцах магнитный беспорядок увеличивается. Как было показано в разделе 2, кластеры сами по себе ведут себя как обычные пара- и ферромагнетики с намагниченностью насыщения M_0 . При этом аномаль-

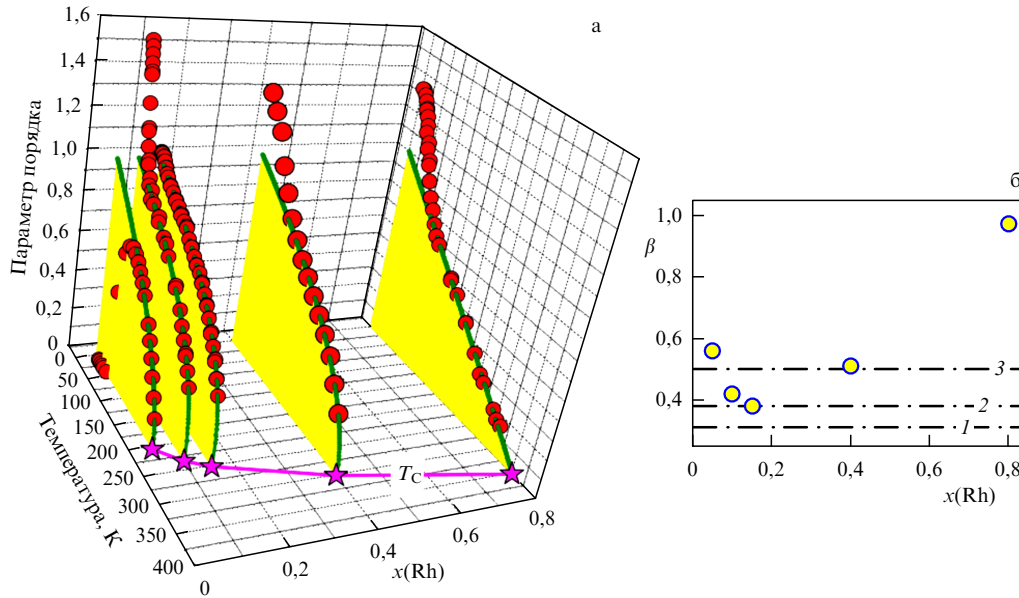


Рис. 15. Температурные зависимости параметра порядка в системе $Mn_{1-x}Rh_xSi$ (а) и зависимость критического индекса β от концентрации родия (б). Штрихпунктирные линии соответствуют теоретическим моделям: 1 — модель Изинга, 2 — модель Гейзенберга, 3 — теория среднего поля Ландау.

ный магнитный отклик системы кластеров появляется из-за сильного беспорядка, обусловленного дисперсией локальных магнитных полей. Если беспорядок окажется не слишком сильным, то кластеризация магнитной системы будет слабо выражена. В результате специфический степенной вклад в $M(H)$ не будет доминировать и будет сосуществовать с обычным насыщающимся вкладом с $M_{sat}(T) \sim M_0(T)$. Поэтому при слабом беспорядке именно насыщающийся вклад $M_{sat}(T)$ при $T < T_C$ даст информацию о параметре порядка.

Экспериментальные данные по температурным зависимостям параметра порядка, найденным в [16, 75], суммированы на рис. 15а. Аппроксимация $M_{sat}(T)$ для образца с $x = 0,05$ и $M_0(T)$ для образцов с $x \geq 0,1$ с помощью критической зависимости (13) в окрестности температуры магнитного перехода (сплошные линии на рис. 15а) позволила найти температуру Кюри и критический индекс β . Видно, что температура Кюри увеличивается с ростом содержания родия от $T_C \approx 200$ К ($x = 0,05$) до $T_C \approx 350$ К ($x = 0,8$). Таким образом, у $Mn_{1-x}Rh_xSi$ наблюдается эффект гигантского увеличения температуры ферромагнитного перехода в 8–12 раз по отношению к исходному нелегированному $MnSi$.

Интересно сравнить найденный из эксперимента критический индекс (точки на рис. 15б) со стандартными значениями β в моделях Изинга, Гейзенберга и Ландау (линии 1–3 на рис. 15б соответственно). Полученные данные, по-видимому, исключают изинговский случай, и для $0,05 \leq x \leq 0,4$ скорее группируются вокруг величины $\beta \sim 0,5$, типичного для теории среднего поля. При этом для образца с концентрацией родия $x = 0,8$ критический индекс составляет $\beta = 0,97 \pm 0,02$ и отличается от стандартных значений в 2–3 раза (рис. 15б). Вероятно, такие необычные значения критического индекса связаны с сильным беспорядком и образованием фазы Гриффитса, однако этот вопрос требует дальнейшего теоретического изучения и выходит за рамки настоящей работы.

Отметим, что для $T < 100$ К на кривых $M_0(T)$ возникает новый участок низкотемпературного роста, наиболее выраженный для образцов с $x = 0,1$, $x = 0,4$ и $x = 0,8$ (рис. 15а). Возможная природа этой низкотемпературной аномалии будет рассмотрена далее в разделе 5.3.

4.4. Магнитный беспорядок и теплоёмкость у $Mn_{1-x}Me_xSi$ ($Me = Co, Fe, Rh$).

Предложенный в настоящей работе подход к описанию физических свойств образцов $Mn_{1-x}Me_xSi$ ($Me = Co, Fe, Rh$) исходит из предположения о наличии сильного беспорядка, приводящего к кластеризации магнитной подсистемы уже в области составов с $x \sim 0,05–0,1$. При этом в данном диапазоне концентраций у $Mn_{1-x}Fe_xSi$ остаётся хорошо определённая температура магнитного перехода, а у $Mn_{1-x}Rh_xSi$ точка Кюри может быть надёжно определена и для больших концентраций легирующего элемента $x \sim 0,8$ (см. раздел 4.3). На первый взгляд, такая ситуация выглядит несколько противоречивой, однако необходимо иметь в виду, что различные физические величины могут неодинаково "реагировать" на беспорядок в системе.

Классической иллюстрацией данного тезиса является поведение теплоёмкости в присутствии магнитного беспорядка. На рисунке 16 приведены примеры температурных зависимостей теплоёмкости $C_p(T)$ для $Mn_{1-x}Me_xSi$ ($Me = Co, Fe$) из работы [49]. Хорошо видно, что резкие особенности $C_p(T)$ для чистого $MnSi$ быстро размываются при введении легирующих элементов, замещающих марганец. При этом в окрестности T_C наблюдается широкий максимум $C_p(T)$, поэтому из экспериментальных данных можно лишь оценить некоторую характерную температуру T_f , связанную со спин-флуктуационным переходом (см. раздел 4.1), а определение T_C по кривым $C_p(T)$ требует определённой научной смелости. Отметим, что приложение внешнего магнитного поля в диапазоне $H < 9$ Тл естественно приводит к дополнительному размыванию максимума теплоёмкости (рис. 16).

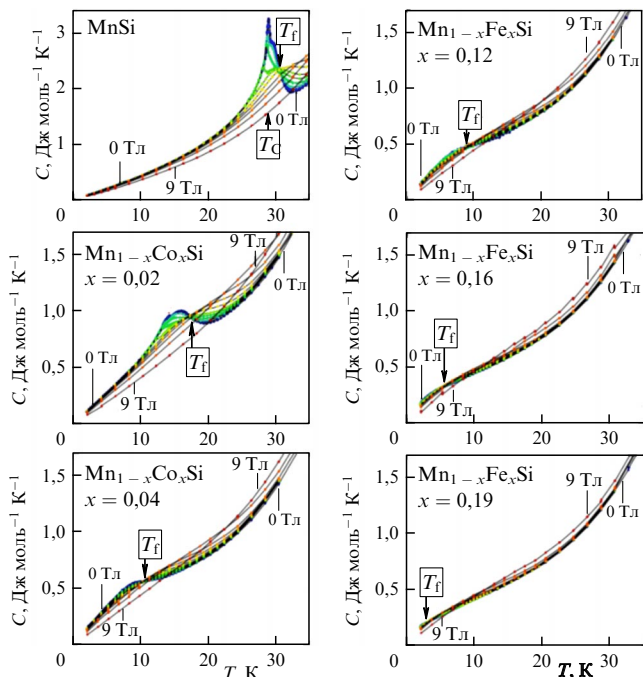


Рис. 16. Температурные зависимости низкотемпературной теплоёмкости в магнитном поле до 9 Тл в системах $Mn_{1-x}Co_xSi$ и $Mn_{1-x}Fe_xSi$. Стрелками обозначены температуры Кюри T_C и температура спин-флуктуационного перехода T_f . (Из работы [49].)

С теоретической точки зрения наиболее подробно исследован случай влияния на теплоёмкость различных примесей, в том числе немагнитных, разбавляющих магнитную подсистему. При этом значительные эффекты могут возникать даже при небольшой концентрации примесей [38]. Приведём цитату. "Причина, по которой влияние примесей на критическое поведение ожидается существенным, состоит в следующем. Допустим, что в систему, находящуюся вблизи критической точки мы ввели несколько примесей, включив тем самым малое возмущение. Отклик на такое возмущение описывается на языке поведения различных восприимчивостей и корреляционных функций. Вблизи критической точки идеальной системы некоторые из этих величин велики и представляют собой сингулярные функции температуры.

Это означает, что малое количество примеси может привести к большим эффектам вблизи критической точки, тем самым существенно изменяя критическое поведение чистой системы. Могут измениться и критические показатели. Возможно сглаживание сингулярного поведения некоторых величин" ([38], стр.198–199). В частности, использование аппарата ренормгруппы применительно к функционалу Гинзбурга—Ландау со случайными полями даёт общий результат, заключающийся в том, что "наличие примеси устраняет расходимость теплоёмкости" ([38], стр. 208).

Однако возможности аналитического описания данной задачи, по-видимому, ограничены случаем не слишком сильного беспорядка [38]. Чтобы понять, как может выглядеть критическое поведение системы с сильным беспорядком, можно обратиться к известным результатам исследования ферромагнитных металлических стекол [77–79]. Эти материалы обладают хорошо выраженной точкой Кюри, которая может быть надежно определена из исследования магнитных свойств, и сильно размытым пиком теплоёмкости, расположенным в области температур, несколько меньших температуры Кюри. Очевидно, что эти экспериментальные данные, также как и приведенные выше теоретические оценки, находятся в хорошем качественном согласии с температурными зависимостями $C_p(T)$ для $Mn_{1-x}Me_xSi$ ($Me = Co, Fe$) (см. рис. 16).

Рассмотрим теперь полученные нами данные по теплоёмкости для $Mn_{1-x}Rh_xSi$ (рис. 17). Панель а иллюстрирует общий ход кривых $C_p(T)$ для составов с $x = 0,1$, $x = 0,15$, и $x = 0,8$. Для сравнения приведен результат измерения теплоёмкости на монокристалле $MnSi$ (кривая для $x = 0$). Видно, что легирование родием подавляет низкотемпературный пик теплоёмкости, что полностью согласуется с данными магнитных измерений, согласно которым для $x > 0,1$ переход в спиральную фазу не возникает. Интересно, что в исследованном нами образце $MnSi$ особенность $C_p(T)$, связанная с магнитным переходом смещена вниз относительно температуры магнитного перехода, также как и в металлических стеклах (рис. 17а), причём резкая особенность теплоёмкости при $T = T_C$, наблюдавшаяся у монокристалла $MnSi$ в работе [49] (см. рис. 16), в данном случае отсутствует. В рамках существующих теоретических представлений [38] такое

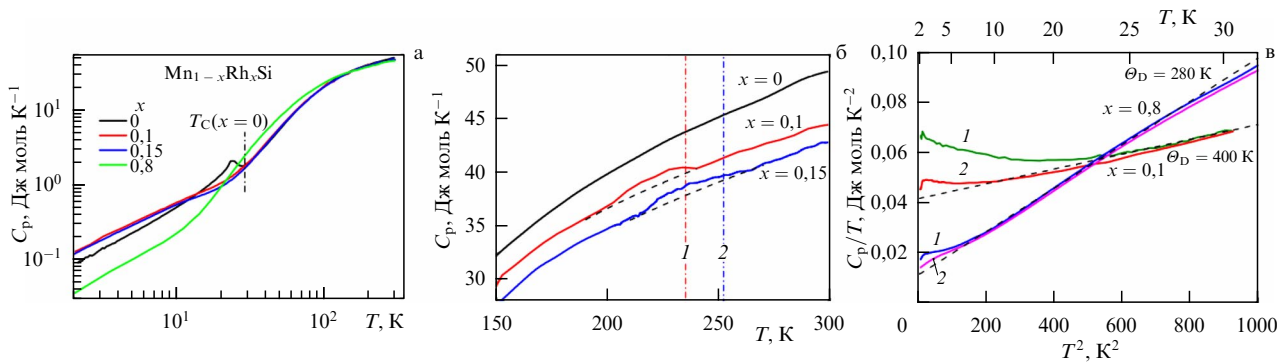


Рис. 17. Температурные зависимости теплоёмкости для образцов $Mn_{1-x}Rh_xSi$ с $x = 0, x = 0,1, x = 0,15$ и $x = 0,8$. (а) Зависимости $C_p(T)$ в широком температурном диапазоне для нулевого магнитного поля; (б) Особенности теплоёмкости в окрестности температуры Кюри, штрихпунктирные линии обозначают температуры Кюри для образцов с $x = 0,1$ (линия 1) и с $x = 0,15$ (линия 2). На рисунке б кривые $C_p(T)$ для ясности смещены на 2 Дж моль K^{-1} . (в) Низкотемпературная теплоёмкость для образцов с $x = 0,1$ и $x = 0,8$ в нулевом магнитном поле (кривые 1) и в магнитном поле 9 Тл (кривые 2) в координатах $C_p/T = f(T^2)$. Пунктирные линии соответствуют линейным участкам, по которым оценивалась температура Дебая и коэффициент электронной теплоёмкости γ .

расхождение естественно связать с различным уровнем дефектности монокристаллов MnSi, изучавшихся в различных экспериментах.

Высокотемпературные ($T > 150$ К) участки температурных зависимостей теплоёмкости для образцов с $x = 0,1$ и $x = 0,15$ обнаруживают широкие особенности небольшой амплитуды, возникающие в области $T < T_C$, которые можно связать с ферромагнитным переходом в системе с сильным магнитным беспорядком (рис. 17б). При этом размытие пика теплоёмкости для образца с $x = 0,8$ оказывается настолько сильным, что данная особенность не превышает погрешности измерений $C_p(T)$. Этот результат полностью соответствует как экспериментальным результатам для неупорядоченных ферромагнитных систем [77–79], так и ожидаемому в теории влиянию беспорядка на сингулярность теплоёмкости [38]. Отметим, что приложение внешнего магнитного поля $H = 9$ Тл не влияет на общий ход кривых при $T > 150$ К и приводит лишь к дополнительному размытию особенностей, связанных с ферромагнитным переходом, как и следовало ожидать для фазовых переходов второго рода.

Так как низкотемпературный магнитный переход, который мог бы дать дополнительный нелинейный вклад в зависимость $C_p(T)$, у $\text{Mn}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Si}$ с $x > 0,1$ не возникает, можно провести классический анализ низкотемпературной теплоёмкости в координатах $C_p/T = f(T^2)$ (рис. 17в). В простейшем случае приведённая теплоёмкость $C_p(T)$ должна линейно зависеть от квадрата температуры T^2 : $C_p/T = \gamma + bT^2$, где $\gamma = (\pi^2/3)g(E_F)k_B T$ и $b = (12\pi^4/5)(R/\Theta_D^3)$ — коэффициенты, входящие в выражения для электронной теплоёмкости $C_e = \gamma T$ и низкотемпературной фононной теплоёмкости $C_{ph} = bT^3$ соответственно. Здесь R — универсальная газовая постоянная, $g(E_F)$ — плотность состояний на уровне Ферми и Θ_D — температура Дебая [80].

Однако экспериментальная ситуация у $\text{Mn}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Si}$ оказывается более сложной. Сравнение кривых $C_p(T)$ в нулевом магнитном поле (рис. 17в, кривые 1) и в магнитном поле $H = 9$ Тл (рис. 17в, кривые 2) обнаруживает наличие низкотемпературного магнитного вклада, амплитуда которого подавляется магнитным полем. Данная особенность у образца с $x = 0,1$ наблюдается при $T < 25$ К, а для образца с $x = 0,8$ магнитный вклад уменьшается по амплитуде и эта особенность смещается вниз по шкале температур в область $T < 10$ К. Убывание в магнитном поле дополнительного вклада в теплоёмкость указывает на его спин-флуктуационную природу, поскольку внешнее магнитное поле упорядочивает спиновую подсистему и, следовательно, подавляет магнитные флуктуации. Отметим, что помимо данной особенности в области $T \sim 2-5$ К у $\text{Mn}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Si}$ на кривых $C_p(T)$ наблюдается небольшой максимум, характерный для аномалии Шоттки (рис. 17в). Эта особенность слабо зависит от магнитного поля и, вероятно, обусловлена дефектами и (или) примесями в образце.

Линейная аппроксимация экспериментальных данных $C_p/T = f(T^2)$ для области температур, где магнитный вклад слабо влияет на температурную зависимость теплоёмкости (пунктирные линии на рис. 17в) позволила оценить температуру Дебая и коэффициент γ : $\Theta_D(x = 0,1) \sim 400$ К, $\gamma(x = 0,1) = 0,0416$ Дж моль⁻¹ К⁻² и $\Theta_D(x = 0,8) \sim 280$ К, $\gamma(x = 0,8) = 0,0113$ Дж моль⁻¹ К⁻². Таким образом, замещение марганца родием приводит к

понижению температуры Дебая в системе $\text{Mn}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Si}$. Изменение коэффициента γ при изменении состава образца указывает на возможное изменение электронной концентрации и плотности состояний. Легко видеть, что при изменении содержания родия в 8 раз от $x = 0,1$ до $x = 0,8$ концентрация марганца уменьшается от 0,9 до 0,2, т.е. в 4,5 раза. При этом коэффициент γ также уменьшается: $\gamma(x = 0,1)/\gamma(x = 0,8) \sim 3,7$. Этот результат указывает на то, что наблюдаемое изменение плотности электронных состояний связано, главным образом с изменением относительной доли атомов марганца в твёрдом растворе замещения $\text{Mn}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Si}$.

5. Модель магнитных свойств $\text{Mn}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Si}$

В настоящем разделе мы покажем, что для описания особенностей магнитных свойств $\text{Mn}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Si}$ может быть успешно применена уже упоминавшаяся выше спин-поляронная модель. С этой целью мы кратко остановимся на экспериментальной мотивации и основных физических допущениях, лежащих в основе данного подхода, а также приведем основные следствия теории. В этой части мы будем опираться, главным образом, на результаты работы [21].

5.1. Спин-поляронная модель

Спин-поляронная модель [21] была разработана для описания двух основных особенностей магнитных свойств силицидов переходных металлов с ферромагнитным взаимодействием. К наиболее известной аномалии, характерной для данного класса материалов относится существенное расхождение между величиной эффективного магнитного момента $\sim \mu_B$, определённой из константы Кюри в парамагнитной фазе и моментом насыщения в ферромагнитной фазе, который оказывается много меньше магнетона Бора в расчёте на магнитный ион. Такое расхождение, как правило, интерпретируется в рамках теории зонного магнетизма [56], согласно которой указанное несоответствие является следствием распределённой (а не локализованной на магнитных ионах) спиновой плотности в элементарной ячейке и наличия сильных спиновых флуктуаций.

Другая, менее известная особенность магнитных свойств силицидов заключается в нетривиальной полевой зависимости намагниченности $M(B, T = \text{const})$ в парамагнитном состоянии. Аппроксимация экспериментальных данных с помощью формулы $M(B, T) = M_0 \varphi(\mu^* B / k_B \theta(T))$, в которой $\theta(T)$ обозначает некоторую эффективную температуру, а функция $\varphi(x)$ описывает выход полевой зависимости на насыщение и удовлетворяет соотношениям $\varphi(x \rightarrow 0) = \alpha x$, $\varphi(x \rightarrow \infty) = 1$ и $d\varphi/dx > 0$, даёт малый магнитный момент насыщения M_0 в расчёте на магнитный ион: $M_0 \ll \mu_B$. При этом эффективный магнитный момент μ^* , определяющий наклон $\partial M / \partial B$ в слабом магнитном поле окажется значительно больше магнетона Бора: $\mu^* \gg \mu_B$. Например в случае моносилицида марганца, MnSi, в парамагнитной фазе величина μ^* составляет $\sim (5-6)\mu_B$, а момент насыщения оказывается порядка $M_0 \sim 0,3\mu_B/\text{Mn}$ [21, 58]. В случае твёрдых растворов замещения $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}\text{Si}$ эффективный магнитный момент может достигать величины $\mu^* \sim 13\mu_B$, в то время как параметр M_0 лежит в пределах $(0,05-0,2)\mu_B/\text{Co}$ [81, 82]. Подчеркнем, что эти экспериментальные факты не имеют объяснения в теории зон-

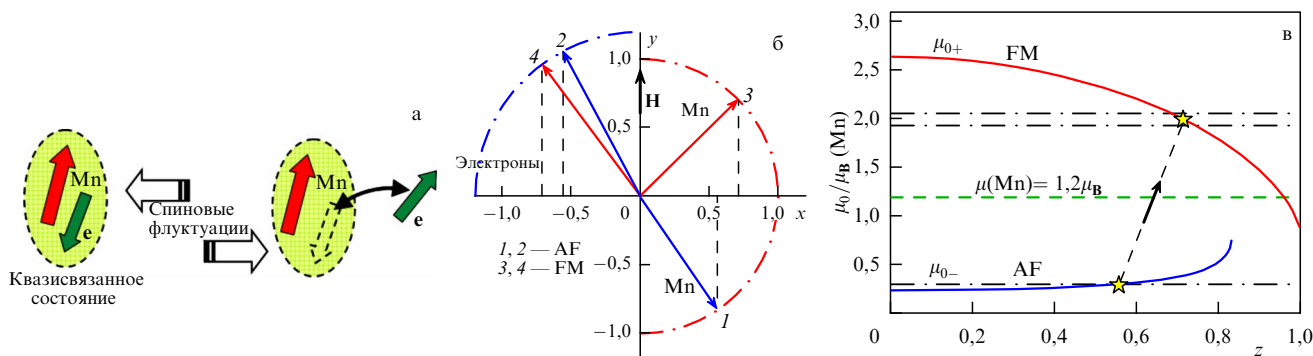


Рис. 18. (а) Спиновый полярон и магнитные флуктуации; (б) конфигурации векторов намагниченности для ЛММ марганца (1, 3) и магнитных моментов квазисвязанных электронов (2, 4) для AF геометрии (синие стрелки 1 и 2) и для FM геометрии (красные стрелки 3, 4); (в) зависимость магнитного момента насыщения спинового полярона от параметра z в AF геометрии μ_{0-} и в FM геометрии μ_{0+} . Звёздочками на рис. в показаны значения магнитных моментов насыщения, соответствующие данным ЯМР у $Mn_{1-x}Rh_xSi$ (штрихпунктирные линии); ожидаемый переход из AF состояния в FM состоянии обозначен стрелкой. Пунктирной линии показана величина ЛММ одиночного иона марганца по литературным данным [60]. На рисунке б конфигурации намагниченностей 1, 2 и 3, 4 показаны для значений μ_{0-} и μ_{0+} соответственно, которые используются для описания спектров ЯМР. (Подробности в тексте.)

ного магнетизма, которая при конечных температурах ограничивается рассмотрением линейного магнитного отклика, т.е магнитной восприимчивости в пределе $H \rightarrow 0$.

Первоначально спин-поляронная модель была предложена для объяснения экспериментальных данных по магнитному резонансу у $MnSi$ [57–59]. Исследование динамических магнитных свойств однозначно показывает, что магнитная подсистема моносилцида марганца состоит из локализованных магнитных моментов. Этот результат согласуется с результатами LDA расчётов, согласно которым у $MnSi$ спиновая плотность локализована на ионах марганца и величина таких ЛММ составляет $\mu_{Mn} \approx 1,2\mu_B$ [60]. Таким образом, для объяснения малой величины магнитного момента насыщения необходимо предложить некоторый механизм экранирования ЛММ марганца. Согласно работам [57, 58] данный эффект обусловлен формированием в окрестности ионов Mn спиновых поляронов, представляющих собой квазисвязанные состояния зонных электронов в окрестности иона Mn, в которых спины марганца и спины электронов ориентированы антипараллельно. Такая конструкция может рассматриваться как ферромагнетик наноразмера, причём можно показать, что ожидаемые в данной модели динамические магнитные свойства хорошо согласуются с экспериментом [57]. В рамках спин-поляронного подхода спиновые флуктуации (определяющие, в частности, ширину линии магнитного резонанса [57–59]) обусловлены переходами электронов между зонными и квазисвязанными состояниями. Качественно такая мысленная конструкция изображена на рис. 18а.

Для количественного рассмотрения магнитных свойств спинового полярона во внешнем магнитном поле \mathbf{H} , необходимо ввести два вектора намагниченности \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 , один из которых соответствует ЛММ, а другой — квазилокализованным электронам. Предполагается, что все три вектора лежат в одной плоскости $x-y$ и вектор \mathbf{H} параллелен оси y (рис. 18б). Относительно магнитных взаимодействий внутри спинового полярона, определяющих ориентацию \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 , в [21] делаются следующие предположения. (1) Для любого внешнего магнитного поля вектора \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 параллельны и сонаправлены соответствующим локальным полям \mathbf{H}_1 и \mathbf{H}_2 .

(2) Локальные поля \mathbf{H}_1 и \mathbf{H}_2 линейно зависят от \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 . (3) Суммарный вектор $\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$ ориентирован вдоль внешнего магнитного поля \mathbf{H} и, следовательно, проекции удовлетворяют условиям (4) $M_{1x} + M_{2x} = 0$ и $M_{1y} + M_{2y} \neq 0$.

Также как и в стандартной квазиклассической теории ферромагнетизма [22], в [21] предполагается, что для абсолютных величин намагниченности справедливо соотношение $M_{1,2} = M_{10,20}\varphi(\mu_{1,2}H_{1,2}/k_B T)$, где $\varphi(x)$ некоторая общая для двух векторов намагниченности функция, описывающая среднюю спиновую поляризацию и $H_{1,2}$ — амплитуды локальных полей, действующих на \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 . Намагниченности M_1 и M_2 представляют собой магнитные вклады от элементарных магнитных диполей μ_1 и μ_2 , полное число которых в спиновом поляроне составляет n_1 и n_2 , соответственно, и, таким образом, намагниченности насыщения равны $M_{10} = \mu_1 n_1$ и $M_{20} = \mu_2 n_2$.

В рамках сделанных предположений локальные поля записываются в виде

$$\mathbf{H}_1 = \mathbf{H} + w_{11}\mathbf{M}_1 + w_{12}\mathbf{M}_2, \tag{17a}$$

$$\mathbf{H}_2 = \mathbf{H} + w_{21}\mathbf{M}_1 + w_{22}\mathbf{M}_2. \tag{17б}$$

Формулы (17) аналогичны стандартным выражениям в теории среднего поля [22], однако в нашем случае w_{ij} представляют собой параметры, описывающие магнитные взаимодействия внутри кластера, которые обеспечивают заданную спиновую конфигурацию. Рассмотрим нетривиальный случай, когда $M_{1,2x} \neq 0$. Тогда, принимая во внимание, что $M_{1x} + M_{2x} = 0$, можно записать условия параллельности векторов намагниченности локальным полям

$$w_{12}(M_{1y} + M_{2y}) + H = 0; \quad w_{12} = w_{21}, \tag{18}$$

которые, согласно сделанным предположениям должны выполняться при любых значениях внешнего магнитного поля H . В слабом магнитном поле полная намагниченность спинового кластера будет $M = M_{1y} + M_{2y} = \chi H$ и, следовательно, параметры w_{12} и w_{21} оказываются функцией температуры $w_{12} = w_{21} = -1/\chi(T)$. Однако, если намагниченность близка к насыщению, уравнение (4) даёт полевую зависимость параметров $w_{12} = w_{21} =$

$= -H/M_0$, где M_0 — полный магнитный момент насыщения спинового кластера. Таким образом, требование параллельности $\mathbf{M}_1 \parallel \mathbf{H}_1$ и $\mathbf{M}_2 \parallel \mathbf{H}_2$ для произвольного B в рассматриваемом приближении эквивалентно условию $w_{12} = w_{21} = -H/M(H, T)$, и параметры модели w_{12} и w_{21} оказываются функциями температуры и магнитного поля. Заметим, что в стандартной теории среднего поля параметры w_{ij} сводятся к численным коэффициентам в формулах типа (17) [22].

Соотношение (18) и условие $M_{1x} + M_{2x} = 0$ дают следующее выражение для амплитуд локальных полей

$$H_1 = M_1 \left(w_{11} + \frac{H}{M} \right) \quad (19a)$$

и

$$H_2 = M_2 \left(w_{22} + \frac{H}{M} \right). \quad (19б)$$

Тогда намагниченности M_1 и M_2 приобретают вид:

$$M_1 = M_{10} \varphi \left(\mu_1 M_1 \frac{[w_{11} + H/M]}{k_B T} \right), \quad (20a)$$

$$M_2 = M_{20} \varphi \left(\mu_2 M_2 \frac{[w_{22} + H/M]}{k_B T} \right). \quad (20б)$$

В работе [21] была рассмотрена скошенная ориентация векторов ферромагнитного типа \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 , когда проекции M_{1y} и M_{2y} имеют противоположные знаки (далее "AF геометрия", рис. 18б, синие стрелки 1 и 2). Несложно также рассмотреть случай, когда проекции M_{1y} и M_{2y} оказываются одного знака (рис. 18б, красные стрелки 3 и 4). Для такого расположения векторов намагниченностей \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 будет использоваться обозначение "FM геометрия".

Следующий важный шаг в построении модели спинового полярона заключается в требовании тождественного равенства аргументов функции φ : $M_{1,2} = M_{10,20} \varphi(y)$, где $y = \mu_1 M_1 [w_{11} + H/M]/k_B T \equiv \mu_2 M_2 [w_{22} + H/M]/k_B T$ [21]. В этом случае должны выполняться соотношения

$$w_{11} = w_{22} = w, \quad (21)$$

$$\mu_1 M_1 = \mu_2 M_2, \quad (22)$$

и, кроме того, для любых значений температуры будет справедлива пропорция $M_1/M_2 = M_{10}/M_{20}$. Равенство аргументов в общем случае обеспечивает гладкость полевой зависимости производной $\partial M/\partial H = f(H)$ для магнитного отклика спинового полярона как целого. Для AF геометрии в этом случае будет выполняться условие $\partial M/\partial H > 0$, которое в рамках рассматриваемой задачи можно интерпретировать как условие термодинамической стабильности спинового полярона [21]. Согласно [83], при рассмотрении стабильности парамагнетика, помимо очевидного условия на изотермическую восприимчивость $\chi(H \rightarrow 0) \geq 1/4\pi$, необходимо учитывать условие на калорическое уравнение состояния, которое при не слишком низких температурах и конечных значениях магнитного поля даёт ограничение на знак производной $\partial M/\partial H > 0$ [21]. Поскольку AF геометрия и FM геометрия спинового полярона рассматриваются

нами с единой точки зрения, мы будем предполагать, что условия (21) и (22) выполняются в обоих случаях.

Потребуем, чтобы для любой возможной спиновой конфигурации векторов \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 выполнялось условие $M_{2y} > 0$ и введём обозначения: $z = M_{2x}/M_2$ и $s = M_{10}/M_{20}$. Тогда намагниченность спинового полярона даётся выражением:

$$M(H, T) = M_{20} f_{\pm} \varphi \left(\frac{\mu_2 M_2}{k_B T} w + \frac{\mu_2 H}{f_{\pm} k_B T} \right), \quad (23)$$

где функции f_+ и f_- имеют следующий вид:

$$f_{\pm}(z, s) = \sqrt{1 - z^2} \pm \sqrt{s^2 - z^2}. \quad (24)$$

В формуле (24) знаки "+" и "-" соответствуют FM и AF типам расположения векторов намагниченностей в спиновом поляроне соответственно. Заметим, что в силу условия (22) параметр s можно представить также в виде $s = \mu_2/\mu_1$ и $s = \sqrt{n_1/n_2}$. Легко убедиться, что в области линейного магнитного отклика $\varphi(y) \approx \alpha y$ намагниченность спинового полярона не зависит от функции f_+ или f_-

$$M \approx \chi H = \alpha \frac{M_{20} \mu_2}{k_B (T - T^*)} H, \quad (25a)$$

$$T^* = \frac{M_{20} \mu_2 w}{k_B}. \quad (25б)$$

Таким образом, в слабом магнитном поле спиновый полярон обладает кюри-вейссовской магнитной восприимчивостью χ ферромагнитного типа. Для рассмотренных выше аппроксимаций $\varphi(y)$ функциями Бриллюэна для спина $S = 1/2$ и Ланжевена численный коэффициент α равен 1 и $1/3$ соответственно. Можно заметить, что в формуле (23) второе слагаемое в аргументе функции φ будет доминировать при выполнении неравенства $w \ll B/M_2 f_{\pm}$, которое для области линейного отклика эквивалентно условию на температуру $T \gg 2T^*$. В результате, для спинового полярона всегда существует область параметров, где для намагниченности хорошим приближением окажется интерполяционная формула вида $M \approx M_0^* \varphi[\mu^* H/k_B (T - T^*)]$ с перенормированными намагниченностью насыщения и эффективным магнитным моментом: $M_0^* = M_{20} f_{\pm}$ и $\mu^* = \mu_2/f_{\pm}$.

Если ЛММ электронов и магнитных ионов близки по амплитуде $\mu_1 \sim \mu_2$, то для AF геометрии будет выполнено условие $f_- \ll 1$ (формула (24)) и в результате окажется, что $M_0^* \ll n_{1,2} \mu_{1,2}$ и $\mu^* \gg \mu_{1,2}$. В тоже время из магнитной восприимчивости будет следовать магнитный момент $\sim \mu_{1,2}$ (формула (25a)). Такое соотношение параметров характерно для так называемых слабых зонных магнетиков, однако спин-поляронная модель имеет преимущество, поскольку она позволяет объяснить не только уменьшение намагниченности насыщения, но и большую величину μ^* , а также причину того, что из постоянной Кюри в эксперименте находится величина ЛММ, характерная для магнитного иона. Кроме того, в нашем случае закон Кюри – Вейсса оказывается точным. Заметим, что в теории Морри [56] проблема аномальных значений μ^* фигурирующих в аргументе функции φ никак не решается, постоянная Кюри не связана с величиной какого-либо ЛММ или намагниченностью насыщения, а

закон Кюри–Вейсса выполняется лишь приближенно. Таким образом, парадоксальные свойства "слабых зонных магнетиков" вполне могут найти альтернативное (и, возможно, более последовательное) объяснение в спин-поляронной модели, в которой существенны как эффекты взаимодействия зонных электронов и локализованных магнитных моментов, так и спиновые флуктуации. Особую роль спиновых флуктуаций можно заметить, если переписать условие (22) равенства аргументов функции φ в виде $n_1/n_2 = (\mu_2/\mu_1)^2$. На первый взгляд, отношение числа ЛММ и электронов в спиновом поляроне n_1/n_2 должно быть отношением целых чисел, в то время как величина $(\mu_2/\mu_1)^2$ в реальной экспериментальной системе, в общем случае не будет рациональным числом. Однако, согласно [21] при учёте спиновых флуктуаций в отношение n_1/n_2 будет входить *целое* число ЛММ в спиновом поляроне и *среднее* число электронов, зависящее от вероятности переходов между квазисвязанными и зонными состояниями.

Ранее спин-поляронная модель для случая АФ геометрии была успешно применена для количественного описания температурных и полевых зависимостей намагниченности у MnSi [21], а также для объяснения характеристик локализованных магнитных моментов на поверхности топологического кондо-изолятора SmB₆ [59]. Далее мы рассмотрим возможное объяснение особенностей магнитных свойств Mn_{1-x}Rh_xSi в рамках данного подхода, включая эффект гигантского увеличения температуры Кюри.

5.2. Особенности магнитных свойств Mn_{1-x}Rh_xSi в спин-поляронной модели

Следуя работе [21], начнем с описания магнитных свойств MnSi. Так как $\mu_{\text{Mn}} > \mu_e$ [60], то для парамагнитного отклика в АФ геометрии (функция f_- положительна), необходимо принять, что намагниченность \mathbf{M}_1 создают n_1 ЛММ марганца, а намагниченность \mathbf{M}_2 соответствует вкладу n_2 электронов. В этом случае магнитный момент насыщения спинового полярона в расчёте на ион марганца μ_{0-} и эффективный магнитный момент μ^* будут равны

$$\mu_{0-} = \frac{\mu_{\text{Mn}}^2}{\mu_e} f_- \left(z, \frac{\mu_e}{\mu_{\text{Mn}}} \right), \quad (26a)$$

$$\mu^* = \frac{\mu_e}{f_-(z, \mu_e/\mu_{\text{Mn}})}. \quad (26b)$$

При выводе формул (26) мы учли условие (22). Из экспериментальных полевых зависимостей намагниченности при различных температурах можно найти параметры μ_{0-} и μ^* , которые в парамагнитной фазе MnSi составляют $\mu_{0-} = (0,3 \pm 0,01)\mu_B/\text{Mn}$ и $\mu^* = (5,3 \pm 0,2)\mu_B$ [21]. Заметим, что в модели спинового полярона произведение μ_{0-} и μ^* не зависит от магнитного момента электрона и функции f_- : $\mu_{0-}\mu^* = \mu_{\text{Mn}}^2$ (формулы (26)), и приведённые экспериментальные данные дают оценку $\mu_{\text{Mn}} = (1,2 - 1,3)\mu_B$, которая находится в хорошем согласии с результатами LDA расчётов, согласно которым $\mu_{\text{Mn}} = 1,2\mu_B$ [60]. Если принять, что $\mu_e = \mu_B$, то формулы (26a) и (26b) дают практически совпадающие оценки: $f_- = 0,17 - 0,21$ и $f_- = 0,18 - 0,21$. Таким образом, экспериментальные данные $M(H, T)$ подтверждают применимость спин-поляронной модели для описания магнитных свойств MnSi [21]. Если значения f_- и $s = \mu_{\text{Mn}}/\mu_e$

известны, то формула (24) позволяет найти параметр z и определить конфигурацию векторов \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 в спиновом поляроне. Например, из рис. 18в видно, что равенство μ_{0-} экспериментальному значению $0,3\mu_B/\text{Mn}$ будет достигаться при $z = 0,56$. Спиновая конфигурация, соответствующая этому случаю показана на рис. 18б (синие стрелки 1 и 2).

Полученные данные позволяют оценить отношение среднего числа электронов к числу ЛММ марганца в спиновом поляроне у MnSi: $n_e/n_{\text{Mn}} = (\mu_{\text{Mn}}/\mu_e)^2 = 1,44 - 1,69$. В работе [21] было сформулировано предположение, что спиновый полярон образован тремя электронами и двумя ионами марганца, для которых $n_e/n_{\text{Mn}} = 1,5$ в согласии с экспериментом. Возможные отклонения от этого идеального соотношения, как отмечалось выше, могут быть обусловлены спиновыми флуктуациями из-за переходов электронов из спин-поляронных в зонные состояния. Интересно, что исследование методом неупругого рассеяния нейтронов привело авторов недавней работы [84] к выводу о том, что у MnSi при описании магнитных свойств необходимо рассматривать не индивидуальные магнитные ионы, а связанные тройки из ЛММ марганца. Данный результат не только качественно согласуется со спин-поляронной моделью, но может быть количественно сопоставлен с экспериментальными данными для $n_{\text{Mn}} = 3$ и $n_e = 5$ ($n_e/n_{\text{Mn}} \approx 1,67$).

Приведённые выше оценки n_e и n_{Mn} показывают, что размер спинового полярона у MnSi должен быть меньше или порядка постоянной элементарной решётки a . Таким образом, в нашей модели рассматриваются спиновые поляроны малого радиуса, в отличие от гигантских магнитных поляронов и ферронов [85, 86], число спинов в которых может достигать сотен тысяч [86]. В такой ситуации, спиновый полярон малого радиуса у MnSi можно рассматривать как перенормированный магнитный момент, локализованный на масштабе $\leq a$. Несмотря на то, что модель спинового полярона в первую очередь обосновывается экспериментальными данными для парамагнитной фазы, такая интерпретация локализованных магнитных моментов у MnSi оказывается весьма плодотворной для описания электронного парамагнитного резонанса и статических магнитных свойств в магнитоупорядоченных фазах [54, 57–59, 71]. Например, период магнитной спирали у MnSi существенно превышает постоянную решётки и, следовательно, спиральная фаза вполне может быть образована спиновыми поляронами. Для MnSi характерна резкая фазовая граница между парамагнитной и индуцированной магнитным полем ферромагнитной (спин-поляризованной) фазой [58], которая не может существовать в случае обычного ферромагнетика [22]. Это противоречие также находит свое объяснение в спин-поляронной модели [58]. Обнаруженный у MnSi спин-флуктуационный переход в спиральную коническую фазу при ~ 15 К [87] находится настолько далеко от температуры магнитного перехода ~ 29 К, что для его возникновения требуется дополнительная "степень свободы", которая отсутствует для "обычных" ЛММ марганца, но естественным образом возникает в двухкомпонентной магнитной системе спинового полярона [87]. Далее мы покажем, что именно спин-поляронная модель позволяет объяснить нетривиальные магнитные свойства не только MnSi, но и Mn_{1-x}Rh_xSi, в том числе данные по ядерному магнитному резонансу.

Как было показано в разделе 4.2, замещение марганца родием существенно влияет на спектры ЯМР в нулевом внешнем магнитном поле (см. раздел 4.2 и рис. 11). При низких температурах, когда намагниченность спинового полярона близка к насыщению, для оценки магнитного момента в АФ геометрии в расчёте на ион марганца можно воспользоваться формулой (26а) и, следовательно, $\mu_1 \approx \mu_{0-} = 0,3\mu_B/\text{Mn}$ в соответствии с экспериментом. Эта оценка справедлива как для чистого MnSi, так и для образцов $\text{Mn}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Si}$ в области малых концентраций родия. При $x = 0,025$ данный ЯМР сигнал сосуществует с резонансным откликом от магнитных моментов $\mu_2 \sim 1,2\mu_B/\text{Mn}$ и $\mu_3 \sim 2\mu_B/\text{Mn}$. Дальнейшее увеличение содержания родия приводит к подавлению сигнала с $\mu_1 \sim 0,3\mu_B/\text{Mn}$ и в спектре остаются только особенности, обусловленные $\mu_2 \sim 1,2\mu_B/\text{Mn}$ и $\mu_3 \sim 2\mu_B/\text{Mn}$ (см. рис. 11).

Обращает на себя внимание, что магнитный момент $\mu_2 \sim 1,2\mu_B/\text{Mn}$ в соответствии с расчётами [60] следует интерпретировать как локализованный момент неэкранированного одиночного атома марганца. Поэтому, если, несмотря на все отмеченные выше противоречия зонной модели, считать, что чистый MnSi является зонным магнетиком с $\mu_1 \sim 0,3\mu_B/\text{Mn}$, то необходимо признать, что у $\text{Mn}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Si}$ при $x = 0,025$ зонный магнетизм начинает превращаться в магнетизм гейзенберговских ЛММ, причём это превращение заканчивается уже при $x = 0,05$ (см. рис. 11). Такую возможность нельзя исключить полностью, однако для этого необходимо, чтобы "слабый зонный магнетик MnSi" оказался бы достаточно слабым для того, чтобы небольшая концентрация примесных атомов родия привела к радикальному перераспределению спиновой плотности в элементарной ячейке и исчезновению спиновых флуктуаций. По нашему мнению, данный сценарий легирования MnSi является крайне маловероятным.

С точки зрения спин-поляронной модели переход от $\mu_1 \sim 0,3\mu_B/\text{Mn}$ к $\mu_2 \sim 1,2\mu_B/\text{Mn}$ и $\mu_3 \sim 2\mu_B/\text{Mn}$ означает, что АФ геометрия при легировании родием оказывается неустойчивой. В результате, часть квазилокализованных состояний электронов в окрестности ЛММ марганца разрушается, а для части спиновых поляронов происходит смена АФ \rightarrow FM расположения намагниченностей. В первом случае возникает ЯМР сигнал с $\mu_2 \sim 1,2\mu_B/\text{Mn}$, а сигнал $\mu_3 \sim 2\mu_B/\text{Mn}$ можно связать со спиновым поляроном в FM геометрии:

$$\mu_3 \approx \mu_{0+} = \mu_{\text{Mn}} f_+ \left(z, \frac{\mu_{\text{Mn}}}{\mu_e} \right). \quad (27)$$

Для $\mu_3 \sim 2\mu_B/\text{Mn}$ формула (27) позволяет найти параметр z (рис. 18в) и определить расположение намагниченностей в спиновом поляроне с FM геометрией (красные стрелки 3 и 4 на рис. 18б). Из рисунка 18б видно, что при переходе АФ \rightarrow FM положение вектора намагниченности для электронов меняется слабо, а для ЛММ марганца происходит переход типа спин-флоп.

Выполненный анализ показывает, что для объяснения данных ЯМР спин-поляронная модель не требует экзотических предположений типа изменения зарядового и спинового состояния иона марганца, наличия дополнительных магнитных фаз и обретения магнитного момента немагнитным ионом родия [15]. Однако предложенная интерпретация означает, что ниже температуры Кюри

система $\text{Mn}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Si}$ оказывается эффективно двухфазной. Мы предполагаем, что первая фаза представляет собой введённые выше ферромагнитные кластеры, образующие фазу Гриффитса и состоящие из спиновых поляронов с FM геометрией и перенормированным локальным магнитным моментом $\sim 2\mu_B$. Другая фаза, окружающая кластеры, представляет собой парамагнитный металл с ионами марганца, магнитный момент которых равен $\sim 1,2\mu_B$. Как уже отмечалось, такая "конструкция" фазы Гриффитса подтверждается данными ЭПР. Поскольку у $\text{Mn}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Si}$ магнитная подсистема ионов марганца разбавляется немагнитными ионами родия, можно ожидать, что ферромагнитные кластеры отвечают пространственным областям с максимальным содержанием ионов марганца, в которых ионы родия являются примесями, а парамагнитный металл образован областями с большим содержанием родия, в которых магнитные ионы марганца разбавлены.

Такая качественная картина для описания магнитных свойств $\text{Mn}_{1-x}\text{Rh}_x\text{Si}$ хорошо подходит для ЯМР, но порождает определённые трудности для интерпретации статической намагниченности. Действительно, выше мы показали, что при $T < T_C$ степенные зависимости намагниченности хорошо описываются единственным магнитным вкладом от ферромагнитных кластеров, в то время как образец с двумя магнитными фазами должен демонстрировать два вклада в полевые и температурные зависимости намагниченности.

Исследуем этот вопрос более подробно. В работе [76] методом Монте-Карло был рассмотрен ферромагнетизм, возникающий в системе спиновых поляронов в модели ферромагнитной Кондо-решётки. Численные расчёты показывают, что в этом случае при $T < T_C$ размер спинового полярона увеличивается при понижении температуры и при определённой температуре, меньшей температуры Кюри, отдельные магнитные поляроны сливаются в пространственно однородную ферромагнитную фазу путём перколяционного перехода [76]. Интересно, что в данной модели возникает широкий максимум теплоёмкости в области температур, меньших температуры Кюри, что соответствует эксперименту для классического материала со спиновыми поляронами EuV_6 [76].

В нашей модели фазы Гриффитса с учётом спин-поляронных состояний также можно ожидать увеличения ферромагнитного кластера $V_{\text{FM}}(T) = V_0 + \Delta V_{\text{FM}}(T)$ счёт добавки $\Delta V_{\text{FM}}(T)$, зависящей от температуры (рис. 19а). Возможную природу этого явления можно понять следующим образом. При высоких температурах спиновые флуктуации препятствуют образованию спиновых поляронов с FM геометрией из парамагнитной фазы, окружающей ферромагнитный кластер. Ферромагнитный кластер "стремится" поляризовать граничащую с ним область парамагнитной фазы и, таким образом, увеличить свой размер. Однако такому упорядочению препятствуют спиновые флуктуации в парамагнитной части образца. При понижении температуры спиновые флуктуации "замерзают" и вокруг магнитных ионов марганца образуются спиновые поляроны с эффективным моментом $\mu_{0+} = 2\mu_B$, которые присоединяются к ферромагнитным кластерам. В результате размер ФМ кластера, и его намагниченность насыщения M_0 увеличиваются. Следствием этого эффекта будет отклонение температурной зависимости параметра порядка от простого критиче-

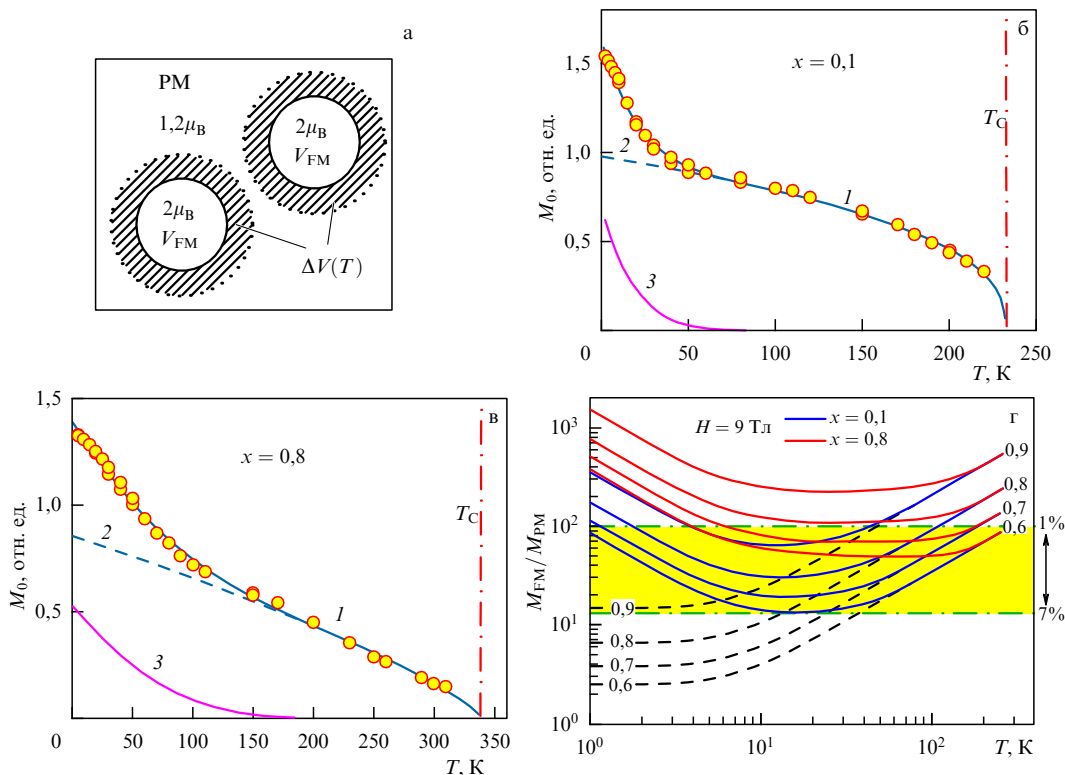


Рис. 19. Модель для описания статических магнитных свойств $Mn_{1-x}Rh_xSi$: (а) двухфазная структура ферромагнитной фазы Гриффитса и увеличение размера ферромагнитного кластера при понижении температуры; (б, в) температурная зависимость параметра порядка для образцов с $x = 0,1$ и $x = 0,8$; (г) оценка отношения вклада ферромагнитного кластера к вкладу парамагнитной фазы намагниченность образца в магнитном поле 9 Тл, цифры у кривых соответствуют доле ферромагнитной фазы в объёме образца (сплошные линии). На рисунках б, в точки обозначают экспериментальные данные, 1 — расчёт в рамках двухфазной модели, пунктирная линия 2 — температурная зависимость параметра порядка без учёта эффекта увеличения размера кластера, 3 — вклад обусловленный изменением размера кластера, вызванного подавлением спиновых флуктуаций. На рисунке г пунктиром показана температурная зависимость отношения M_{FM}/M_{PM} для случая, когда увеличения размера кластера не происходит и в образце сохраняется исходное содержание ферромагнитных кластеров.

ского поведения, дающего формулу (13), так как при изменении объёма кластера будет выполняться соотношение $M_0 \sim (1 + \Delta V_{FM}(T)/V_0)(T_C - T)^\beta$.

Участок низкотемпературного роста на кривых $M_0(T)$ для $T < 100$ К, наиболее выраженный для образцов с $x = 0,1$, $x = 0,4$ и $x = 0,8$ может быть связан с этим эффектом (рис. 15 и рис. 19б, в). Альтернативное объяснение было предложено в работе [16], где эта особенность связывалась с возможным образованием новой низкотемпературной ферромагнитной фазы. Однако, как следует из рис. 14а, б, изотермы полевых зависимостей намагниченности, перестроенные в спрямляющих координатах $H/M = f(H^\xi)$, не имеют качественных отличий в областях $T > 100$ К и $T < 100$ К. Выполненные нами ЭПР эксперименты также не подтвердили существования второй ферромагнитной фазы. Таким образом, низкотемпературная особенность $M_0(T)$, по-видимому, отражает изменение свойств той же кластерной системы, в которой наблюдается ферромагнитный переход с большими значениями $T_C > 200$ К.

Рассмотрим возможность реализации у $Mn_{1-x}Rh_xSi$ теоретического сценария предложенного в [76], когда низкотемпературные особенности намагниченности обусловлены протеканием по системе ферромагнитных кластеров. В этом случае температура начала низкотемпературного роста $T_L \sim 100$ К будет соответствовать порогу протекания, а дополнительный перколяционный вклад в температурную зависимость параметра порядка

в окрестности точки перехода будет иметь вид $\Delta M \sim (T_L - T)^{\beta_L}$, где $\beta_L \sim 0,4$ — критический индекс для вероятности принадлежать бесконечному кластеру [88]. Обработка экспериментальных данных в рамках данного подхода даёт значения $\beta_L \sim 2$, поэтому наблюдаемую низкотемпературную аномалию затруднительно связать с порогом протекания.

Рассмотрим возможный вид $\Delta V_{FM}(T)$, возникающий из-за подавления спиновых флуктуаций. Если ΔV_0 — максимально возможная амплитуда изменения дополнительного вклада, то можно положить $\Delta V(T) = \Delta V_0 p_{FM}(T)$, где $p_{FM}(T)$ обозначает вероятность для спина из парамагнитной фазы присоединиться к ферромагнитному кластеру. Вид функции $p_{FM}(T)$ неизвестен, однако можно ожидать, что она должна удовлетворять условиям $p_{FM}(T_C) = 0$ и $p_{FM}(T = 0) = 1$. Если спиновые флуктуации являются термически активированными, то тогда в качестве нулевого приближения можно выбрать закон Аррениуса $p_{FM}(T) = p_0 \exp(E_a/T)$ с энергией активации E_a . Чтобы удовлетворить условию $p_{FM}(T_C) = 0$ показатель экспоненты можно модифицировать: $p_{FM}(T) = p_0 \exp[E_a/(T - T_C)]$. Так как $p_{FM}(0) = 1$, то $p_0 = \exp(E_a/T_C)$ и, в результате находим $p_{FM}(T) = \exp[E_a T / T_C (T - T_C)]$.

Сравнение с экспериментальными данными для образцов $Mn_{1-x}Rh_xSi$ с $x = 0,1$ и $x = 0,8$ показывает, что модельная функция $M_0 \sim \{1 + (\Delta V_0/V_0) \exp[E_a T / T_C (T - T_C)]\} \times (T_C - T)^\beta$ позволяет хорошо описать кривую $M_0(T)$ во всём температурном диапазоне, включая низкотемпера-

турный участок (рис. 19б, в). Энергия активации зависит от x и равна $E_a(x=0,1) \sim 0,22$ эВ и $E_a(x=0,8) \sim 0,11$ эВ, а объёмная доля ферромагнитной кластерной фазы составляет $\sim 0,4$. Отметим, что поправка связанная с $\Delta V_{FM}(T)$ в окрестности температуры Кюри экспоненциально мала и практически не влияет на найденные ранее температуру Кюри T_C и критический индекс β (см. рис. 15).

Рассмотрим максимальное поле $H = 9$ Тл, ограничивающее диапазон измерения намагниченности в работе [16]. Для оценки вклада парамагнитной фазы в полную намагниченность пренебрежем эффектами беспорядка и примем, что $M_{PM} \sim \mu_{Mn} \tanh(\mu_{Mn}H/k_B T)$, а образованные спиновыми поляронами ферромагнитные кластеры намагничены до насыщения $M_{FM} \sim 2\mu_B$. Оценённое таким образом отношение M_{FM}/M_{PM} для различной объёмной доли ферромагнитных кластеров показано на рис. 19г сплошными линиями для образцов с содержанием родия $x = 0,1$ и $x = 0,8$. При проведении расчётов были использованы функции $r_{FM}(T)$, полученные из обработки данных $M_0(T)$ (рис. 19б, в). Видно, что только у образца с $x = 0,1$ для объёмной доли кластерной ферромагнитной фазы 0,4 максимальный вклад парамагнитной фазы имеет место в интервале 8–20 К и не превышает 7%. Во всех остальных температурных диапазонах для этого образца парамагнитный вклад оказывается существенно меньше. Для образца с $x = 0,8$ ситуация оказывается ещё лучше и максимальная погрешность, связанная с парамагнитной фазой, не превышает 2%. Отметим, что найденная величина отношения M_{FM}/M_{PM} представляет собой оценку снизу и в поле меньшем 9 Тл парамагнитный вклад в полную намагниченность окажется ещё меньше. Таким образом, даже в двухфазном образце с большим содержанием парамагнитной фазы вклад от ферромагнитной кластерной фазы в намагниченность будет доминировать и, в результате, выполненный нами анализ магнитных свойств в кластерной модели фазы Гриффитса оказывается корректным. Заметим, что это утверждение справедливо только для сценария с увеличением размера кластера. Если размер кластера не увеличивается и объёмная доля ферромагнитных кластеров сохраняется неизменной, то условие $M_{FM}/M_{PM} \gg 1$ будет выполняться только в области $T > 30-50$ К, и при более низких температурах вклад парамагнитной фазы в полную намагниченность нужно будет учитывать (пунктирные линии на рис. 19г).

5.3. Природа гигантского увеличения температуры Кюри

Наблюдаемый у $Mn_{1-x}Rh_xSi$ эффект роста T_C является весьма необычным и требует обсуждения возможных механизмов магнитных взаимодействий, ответственных за это явление. Поскольку легирование родием приводит к увеличению постоянной решётки (см. рис. 10) следует рассмотреть возможное влияние "отрицательного химического давления". Само по себе давление, как положительное, так и отрицательное не вносит дополнительного магнитного беспорядка и оказывает влияние через различные микроскопические параметры, определяющие магнитное состояние. В случае $MnSi$ внешнее (положительное) давление подавляет магнитный переход и индуцирует появление квантовой критической точки, не связанное с гриффитсовским сценарием [66]. Отрицательное давление, как правило, имеет химиче-

скую природу и реализуется путём введения различных примесей, увеличивающих постоянную решётки. При этом одновременно в систему вносится структурный и магнитный беспорядок. При таком "отрицательном химическом давлении" будут одновременно действовать как возможный фактор роста T_C (поле деформаций, увеличивающих постоянную решётки), так и гриффитсовский механизм уменьшения температуры магнитного перехода.

Оценим возможный эффект влияния "отрицательного химического давления" для $Mn_{1-x}Rh_xSi$ в пренебрежении влиянием беспорядка. С этой целью сопоставим литературные данные по зависимости T_C от постоянной решётки, полученные в условиях высокого гидростатического давления [66] (область 1 на вставке на рис. 20) с данными по влиянию примесей алюминия, галлия и германия на температуру Кюри [72]. В последнем случае и T_C и постоянная решётки увеличиваются (область 2 на вставке на рис. 20), причём данные по гидростатическому давлению и "отрицательному химическому давлению" хорошо согласуются между собой. Результаты работ [66, 72] можно экстраполировать на область значений постоянной решётки для образцов $Mn_{1-x}Rh_xSi$ и сравнить с данными $T_C(x)$ для этого материала. Из рисунка 20 следует, что ожидаемые из эффекта "отрицательного химического давления" температуры ферромагнитного перехода оказываются в 1,6–4,9 раза меньше экспериментальных значений. При этом максимальное расхождение наблюдается у образца с $x = 0,05$, для которого изменение постоянной решётки находится в диапазоне, исследованном для образцов с "отрицательным химическим давлением" в [72]. Поскольку для оценки были использованы результаты из работы [72] для составов с низкой концентрацией примесных атомов, то экстраполированные величины T_C следует рассматривать как оценку сверху, так как магнитный беспорядок, ведущий к образованию фазы Гриффитса, в общем случае уменьшает температуру Кюри. Таким образом, эффект отри-

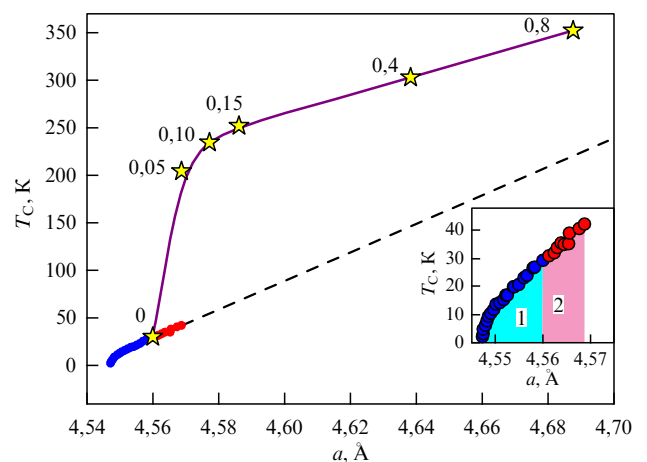


Рис. 20. Влияние высокого гидростатического давления и "отрицательного химического давления" на температуру Кюри у $MnSi$ и экспериментальные данные для системы $Mn_{1-x}Rh_xSi$. Синие точки и область 1 на вставке — экспериментальные данные из работы [66] по влиянию высокого гидростатического давления, красные точки и область 2 на вставке — результаты по "отрицательному химическому давлению" из работы [72]. Звёздочки — экспериментальные данные $T_C(x)$ для $Mn_{1-x}Rh_xSi$. Цифры у звёздочек соответствуют содержанию родия x .

цательного химического давления хотя и "работает в правильном направлении" не может объяснить наблюдаемые значения T_C и предсказывает значения на 130–160 К меньшие экспериментальных (см. рис. 20).

Как уже отмечалось, для объяснения магнитных свойств MnSi широко использовалась теория Мории [56], которая относит MnSi к классу слабых зонных магнетиков со спиновой плотностью, распределенной по всей элементарной ячейке [56]. В этом случае температура Кюри зависит от обменного интеграла и намагниченности насыщения при нулевой температуре [89]: $T_C \sim JM_0^2(T=0)$. Из рисунка 3 видно, что у $Mn_{1-x}Rh_xSi$ параметр $M_0(T=0)$ такой же, как и у исходного материала MnSi, или несколько меньше. Поэтому, если оставаться в рамках теории зонного магнетизма, то для объяснения наблюдаемого роста T_C от 29 К ($x=0$) до 352 К ($x=0,8$) необходимо потребовать изменения величины J (т.е. фактически кулоновской энергии электронов в системе) не менее чем в 12 раз. Такая возможность представляется нам крайне маловероятной. Строго говоря, та же проблема возникает и в случае магнетизма локализованных магнитных моментов гейзенберговского типа, поскольку в этом случае $T_C \sim J\mu_{Mn}^2$ [22, 66], и для $\mu_{Mn} = \text{const}$ требуется существенное изменение обменной энергии.

В такой ситуации уместно задаться вопросом о том, в каких ещё системах наблюдалось сильное (и, возможно, несколько неожиданное) увеличение температуры Кюри. Как известно, такие эффекты неоднократно возникали в разбавленных магнитных полупроводниках [13–14, 90–102]. В этом классе соединений большинство работ относится к плёнкам кремния Si(Mn) с введёнными в них магнитными ионами марганца [90–96]. Для таких материалов величина T_C лежит в пределах 200–800 К, в зависимости от содержания марганца, варьирующегося в диапазоне от долей атомного процента до десяти атомных процентов. Усиление ферромагнитных свойств характерно и для плёнок Ge(Mn), у которых для концентрации марганца ~ 5 ат.% температура Кюри составляет ~ 300 К [97]. В плёнках GaAs(Mn) наблюдались значения $T_C \sim 100$ –200 К [13, 14, 98]. Некоторые разбавленные магнитные полупроводники были синтезированы методом термобарической обработки в условиях высокого давления [99–102]. Так, в случае GaSb(Mn), была получена температура ферромагнитного перехода $T_C \sim 280$ К [99–101], а у GaSb(Cr) — $T_C \sim 350$ К [102].

Подчеркнём, что большие значения температуры Кюри возникают в номинально сильно разбавленной магнитной системе, где доля магнитной примеси в немагнитной полупроводниковой матрице может составлять 0,4–5 ат.%, поэтому наблюдаемые эффекты, на первый взгляд, достаточно сложно удовлетворительно описать с помощью обычных механизмов магнитного обмена. В некоторых теоретических работах утверждается, что магнитное взаимодействие в данном случае является следствием хорошо известного косвенного обмена Зенера через зонные носители [13, 98]. При этом обычно рассматривается примесь марганца, дающая дырочное легирование. Увеличение концентрации дырок вызывает рост обменного интеграла, и, следовательно, температура Кюри T_C должна возрастать при увеличении концентрации марганца в плёнке [13, 98]. Если, кроме того, подобрать значения обменной энергии, то можно получить значения температуры Кюри близкие к наблю-

даемым в эксперименте [13, 98]. Интересно, что эта стройная теоретическая картина полностью противоречит эксперименту для плёнок Si(Mn), в которых максимальное значение T_C возникает при минимальном содержании марганца [94]. Для объяснения высоких значений T_C в ряде случаев привлекались представления о специфических структурных фазах соединений, возникающих в матрице полупроводника при введении магнитных примесей [99–102]. Однако при таком подходе остаётся неясным, почему эти новые структурные фазы обладают большой температурой Кюри.

Важность поиска механизма усиления магнитного взаимодействия и учёта влияния магнитных неоднородностей в данном классе материалов была отмечена в работах [95, 96], в которых исследовались плёнки Si(Mn). Согласно [95, 96], увеличение T_C в этой системе возникает следующим образом. При синтезе примесь марганца распределяется в образце неоднородно и, вследствие этого, образуются включения силицидов сложного состава с металлической проводимостью в виде кластеров нанометрового размера в полупроводниковой матрице. Локализованные магнитные моменты марганца в кластерах должны были бы взаимодействовать по РККИ механизму с $T_{C0} \sim 10$ К. Однако сильные спиновые флуктуации изменяют зависимость обменного интеграла J от расстояния между ЛММ. В результате температура ферромагнитного перехода перенормируется и может быть оценена как среднее геометрическое из затравочной температуры Кюри для стандартной РККИ функции и ширины электронной зоны W : $T_C = \sqrt{T_{C0}W}$ [95, 96]. Учитывая, что $W \sim 10^4$ К, следует ожидать значений $T_C \sim 300$ К в разумном согласии с экспериментом. В рамках такого подхода трудно не увидеть аналогию с образцами $Mn_{1-x}Rh_xSi$, где магнитная подсистема имеет кластерный характер и значительную роль могут играть спиновые флуктуации. Однако объяснение больших величин T_C в работах [95, 96] является типичным примером *ad hoc* теории, которое в дальнейшем не получило развития. Остаётся неясным, в какой мере эти результаты могут быть обобщены на случай других магнетиков и, в частности, на случаи $Mn_{1-x}Rh_xSi$ или магнитных фаз у GaSb(Mn) и GaSb(Cr).

Заметим, что любой механизм магнитного обмена или его усиления должен быть "сконструирован" с тем расчётом, чтобы он мог преодолеть тенденцию к уменьшению T_C , связанную с беспорядком, поскольку для разбавленных магнитных полупроводников уже довольно давно установлено, что они представляют собой фазы Гриффитса [14]. Однако это фундаментальное обстоятельство полностью игнорируется в существующих теориях [13, 95, 96, 98] и в настоящий момент нельзя сказать в какой мере результаты исследования таких материалов могут помочь понять природу аномального роста T_C у $Mn_{1-x}Rh_xSi$.

Интересно, что эффект увеличения T_C можно получить в спин-поляронной модели, если рассматривать спиновые поляроны как перенормированные ЛММ, образующие ферромагнитную фазу. Если считать, что основное влияние оказывает изменение магнитного момента спинового полярона, а величина J меняется мало и влиянием беспорядка можно пренебречь, то, используя известное общее соотношение $T_C \sim J\mu^2$ [22, 66], можно ожидать увеличения температуры Кюри при изменении

магнитного состояния спинового полярона:

$$\frac{T_C}{T_{Co}} \sim \left(\frac{\mu_{0+}}{\mu_{0-}} \right)^2 \sim 40. \quad (27)$$

В эксперименте T_C у $Mn_{1-x}Rh_xSi$ увеличивается не более чем в 7–12 раз, поэтому оценка (27), по-видимому, означает, что в данном случае эффекты беспорядка в гриффитсовской фазе не малы, однако перенормировка магнитного момента в кластерах оказывается достаточной для того, чтобы обеспечить наблюдаемый гигантский рост температуры Кюри.

Таким образом, объяснение эффектов гигантского увеличения температуры Кюри оказывается весьма нетривиальной задачей. Особую сложность для объяснения роста T_C придаёт то обстоятельство, что он возникает в системах гриффитсовского типа с сильным магнитным беспорядком. До недавнего времени было принято считать, что беспорядок однозначно приводит к подавлению магнитного перехода. Однако экспериментальные примеры, приведенные в настоящей работе, показывают, что в разупорядоченных магнитных системах могут существовать механизмы, позволяющие преодолеть ограничения, характерные для фаз Гриффитса. В общем случае, на результирующее значение температуры Кюри помимо магнитного беспорядка могут влиять различные факторы, включающие как изменение обменного интеграла J и эффективного магнитного момента μ , так и модификацию зависимости магнитного взаимодействия от пространственных координат. Варьирование этих параметров может, в принципе, привести как к росту T_C , так и к уменьшению температуры ферромагнитного перехода, что видимо и объясняет различные варианты зависимости температуры Кюри от концентрации примесных атомов. Уникальный случай примеси родия в моносилциде марганца также требует дальнейшего выяснения природы гигантского увеличения T_C и микроскопического механизма, обуславливающего это необычное явление.

6. Заключение

В настоящей работе мы показали, что рассмотренный нами тип магнитного беспорядка в гриффитсовских системах — дисперсия локальных магнитных полей, создаваемых спиновыми кластерами, возникает в различных экспериментальных системах с ферромагнитным взаимодействием и определяет их магнитные характеристики. Ярким проявлением данного типа беспорядка могут служить степенные полевые зависимости намагниченности в ферромагнитной фазе Гриффитса, которые можно наблюдать в широких диапазонах изменения температуры и магнитного поля. Анализ степенных функций $M(H)$ позволяет построить параметр порядка для фазы Гриффитса, в которой сохраняется конечная температура магнитного перехода. Эти результаты могут рассматриваться не только как расширяющие парадигму фаз Гриффитса, но и представляют интерес с точки зрения развития теории критических явлений. Действительно, с середины 1970-х годов следуя работе Имри и Ма [103] принято считать, что "влияние случайного магнитного поля настолько велико, что при $d \leq 4$ (здесь d — размерность пространства — прим. авт.) возникновение конечной намагниченности невозможно,

при этом не имеет значения насколько слабо это поле, лишь бы оно было не нулевым" ([38], стр. 211). В то же время, в недавней работе [17] методом Монте-Карло было установлено, что дисперсия локального поля в фазе Гриффитса не слишком сильно сказывается на магнитных свойствах и лишь незначительно уменьшает температуру ферромагнитного перехода для всей системы.

Анализ экспериментальных данных показывает, что хорошо определённая температура Кюри и спонтанная намагниченность ферромагнитных кластеров, образующих фазу Гриффитса, сосуществуют со случайными магнитными полями. Такие магнитные системы, несомненно, могут стать важным и интересным объектом для дальнейшего теоретического исследования.

Изучение недавно синтезированных твёрдых растворов замещения $Mn_{1-x}Rh_xSi$ приводит к выводу, что стандартное понимание фазы Гриффитса как системы с подавленной температурой магнитного перехода не является абсолютным правилом. При наличии сильного беспорядка, связанного с локальными магнитными полями (которые должны были бы разрушить магнитоупорядоченную фазу), температура Кюри в этом соединении увеличивается от 29 К ($x = 0$) до ~ 350 К ($x = 0,8$). Обнаруженный гигантский (в 12 раз) рост температуры магнитного перехода также бросает определённый вызов для большинства существующих теорий. Мы показали, что такой эффект нельзя объяснить с помощью "отрицательного химического давления". Неудачной оказывается и попытка интерпретировать увеличение температуры ферромагнитного перехода в рамках представлений о $MnSi$, как о слабом зонном магнетике.

Интересно, что возможны два основных объяснения природы роста температуры Кюри. Первое объяснение существенно опирается на кластеризацию магнитной подсистемы и изменение зависимости обменного интеграла от пространственных координат в условиях сильных спиновых флуктуаций [95, 96]. В этом случае именно фаза Гриффитса фактически оказывается причиной усиления ферромагнитных свойств, но лишь при условии появления нового механизма магнитного взаимодействия. В пользу этой возможности свидетельствуют данные по увеличению температуры Кюри в индуцированной магнитным полем фазе Гриффитса у $Mn_{1-x}Fe_xSi$.

Второе объяснение основывается на спин-поляронной модели [21, 54, 59], где основными "строительными блоками", образующими различные магнитные фазы, являются квазисвязанные состояния локализованных магнитных моментов магнитных ионов и зонных электронов, имеющие размер не превышающий постоянную решётки. В рамках данного подхода увеличение температуры Кюри является элементарным следствием перенормировки магнитного момента спинового полярона, обусловленного изменением его внутренней структуры. При этом данный эффект, по-видимому, оказывается достаточно сильным для того, чтобы преодолеть стандартное подавление температуры магнитного перехода, вызванного беспорядком в фазе Гриффитса. Таким образом, в спин-поляронной модели "тривиальный" гигантский рост температуры Кюри возникает из-за нетривиальной организации магнитной подсистемы на нанометровой шкале.

Спин-поляронная модель, хотя и демонстрирует свою плодотворность для описания магнитных свойств

различных сильно коррелированных электронных систем, является феноменологической и для своего подтверждения нуждается в проведении теоретического изучения микроскопических механизмов, обеспечивающих образование спиновых поляронов и формирующих их внутреннюю магнитную структуру. Такое исследование должно опираться на исследование магнитных корреляций на субнанометровой шкале меньше 1 нм в условиях многоцентровой и многочастичной задачи. Кроме того, можно ожидать, что нанометровая шкала ~ 10 нм будет соответствовать размеру магнитных кластеров в фазе Гриффитса [4, 7]. Таким образом, мы ожидаем, что исследование магнетизма на нанометровой шкале окажется перспективным направлением для изучения различных неупорядоченных магнетиков. Вероятно, что решение данной задачи потребует развития новых теоретических и экспериментальных методов, которые дадут новый импульс развитию физики магнитных явлений. Аномальный рост температуры Кюри для ряда систем также может найти свои применения в прикладных направлениях исследований, ориентированных на создание и использование новых магнитных материалов.

Благодарности. Авторы выражают свою признательность А.К. Звездину и В.Н. Рыжову за полезные обсуждения и Е.В. Захаровой за помощь в подготовке рукописи. С.В. Демишев благодарен Д.И. Хомскому за обсуждение физики спин-поляроновой модели, способствовавшее разработке этого теоретического подхода. Анализ магнитных свойств гриффитсовских фаз в системах с магнитным беспорядком, эффекта гигантского увеличения температуры Кюри в твёрдых растворах MnSi–RhSi, а также разработка теоретических моделей выполнены при финансовой поддержке Российского научного фонда грантом № 22-12-00008-П. Измерения теплоёмкости моносилицида марганца с примесью родия выполнены при поддержке Программы стратегического академического лидерства "Приоритет-2030" НИТУ МИСиС в рамках стратегического проекта "Квантовый интернет".

Список литературы

- Griffiths R B *Phys. Rev. Lett.* **23** 17 (1969)
- Bray A J *Phys. Rev. Lett.* **59** 586 (1987)
- Sachdev S *Quantum Phase Transitions* 2nd ed. (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2011) DOI:10.1017/CBO9780511973765
- Demishev S V, Semeno A V, Ohta H *Appl. Magn. Reson.* **52** 379 (2021)
- Fisher D S *Phys. Rev. Lett.* **69** 534 (1992)
- Fisher D S *Phys. Rev. B* **51** 6411 (1995)
- Демишев С В *ФТТ* **51** 514 (2009); Demishev S V *Phys. Solid State* **51** 547 (2009)
- Brady D et al. *Phys. Rev. Research* **6** 013052 (2024)
- Reed M E W et al. *Phys. Rev. A* **99** 063611 (2019)
- Yahalom Y, Shnerb N M *Phys. Rev. Lett.* **122** 108102 (2019)
- Amaral M A, de Oliveira M M *Phys. Rev. E* **104** 064102 (2021)
- Juhász R, Kovács I A, Iglói F *Phys. Rev. E* **91** 032815 (2015)
- Sato K et al. *Rev. Mod. Phys.* **82** 1633 (2010)
- Galitski V M, Kaminski A, Das Sarma S *Phys. Rev. Lett.* **92** 177203 (2004)
- Krasnorussky V N et al. *Phys. Rev. Materials* **8** 124405 (2024)
- Демишев С В и др. *Письма в ЖЭТФ* **121** 121 (2025); Demishev S V et al. *JETP Lett.* **121** 111 (2025)
- Mallick O *J. Magn. Magn. Mater.* **626** 173045 (2025)
- Демишев С В *Докл. РАН. Физика, технические науки* **521** 31 (2025) DOI:10.7868/S3034508125020024
- Krivoruchko V N, Marchenko M A, Melikhov Y *Phys. Rev. B* **82** 064419 (2010)
- Pahari R et al. *Phys. Rev. B* **99** 184438 (2019)
- Демишев С В, Ищенко Т В, Самарин А Н *Физика низких температур* **41** 1243 (2015); Demishev S V, Ishchenko T V, Samarin A N *Low Temp. Phys.* **41** 971 (2015)
- Вонсовский С В *Магнетизм* (М.: Наука, 1971); Пер. на англ. яз.: Vonsovskii S V *Magnetism* (New York: John Wiley and Sons, 1974)
- Salamon M B, Lin P, Chun S H *Phys. Rev. Lett.* **88** 197203 (2002)
- Pramanik A K, Banerjee A *Phys. Rev. B* **81** 024431 (2010)
- Singh N K et al. *Phys. Rev. B* **81** 184414 (2010)
- Slebarski A, Goraus J, Fijalkowski M *Phys. Rev. B* **84** 075154 (2011)
- Pathak A K et al. *Phys. Rev. B* **89** 224411 (2014)
- Pathak A K et al. *Phys. Rev. B* **94** 224406 (2016)
- Harbi A et al. *Phys. Rev. B* **104** 054404 (2021)
- Silva R S (Jr.) et al. *Phys. Rev. B* **106** 134439 (2022)
- Silva R S (Jr.) et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **546** 168851 (2022)
- Fita I et al. *Phys. Rev. B* **101** 224433 (2020)
- Wang W et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **529** 167868 (2021)
- Singh K, Bitla Y, Panwar N *J. Magn. Magn. Mater.* **591** 171716 (2024)
- Ji X et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **519** 167455 (2021)
- Schroeder A, Ubaid-Kassis S, Vojta T *J. Phys. Condens. Matter* **23** 094205 (2011)
- Wang R et al. *Phys. Rev. Lett.* **118** 267202 (2017)
- Ма Ш *Современная теория критических явлений* (М.: Мир, 1980); Пер. с англ. яз.: Ma Sh *Modern Theory of Critical Phenomena* (Reading, MA: W.A. Benjamin, 1976)
- Castro Neto A H, Castilla G, Jones B A *Phys. Rev. Lett.* **81** 3531 (1998)
- Chan P Y, Goldenfeld N, Salamon M *Phys. Rev. Lett.* **97** 137201 (2006)
- Ovchinnikov A S et al. *Phys. Rev. B* **106** L020401 (2022)
- Eremina R M *Appl. Magn. Reson.* **56** 559 (2025)
- Demishev S V et al. *Phys. Rev. B* **80** 245106 (2009)
- Демишев С В и др. *Письма в ЖЭТФ* **91** 12 (2010); Demishev S V et al. *JETP Lett.* **91** 11 (2010)
- Brando M et al. *Rev. Mod. Phys.* **88** 025006 (2016)
- Yang R-F et al. *Appl. Phys. Lett.* **90** 032502 (2007)
- Eremina R M et al. *Phys. Rev. B* **84** 064410 (2011)
- Seidov Z Y et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **552** 169190 (2022)
- Bauer A et al. *Phys. Rev. B* **82** 064404 (2010)
- 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 (2014)
- Демишев С В и др. *УФН* **186** 628 (2016); Demishev S V et al. *Phys. Usp.* **59** 559 (2016)
- Janoschek M et al. *Phys. Rev. B* **87** 134407 (2013)
- Демишев С В *УФН* **194** 23 (2024); Demishev S V *Phys. Usp.* **67** 22 (2024)
- Mishra A K et al. *Phys. Rev. B* **107** L100405 (2023)
- Moriya T *Spin Fluctuations in Itinerant Electron Magnetism* (Springer Ser. in Solid-State Sciences, Vol. 56) (Berlin: Springer-Verlag, 1985) DOI:10.1007/978-3-642-82499-9
- Демишев С В и др. *Письма в ЖЭТФ* **93** 231 (2011); Demishev S V et al. *JETP Lett.* **93** 213 (2011)
- Demishev S V et al. *Phys. Rev. B* **85** 045131 (2012)
- Demishev S V *Appl. Magn. Reson.* **51** 473 (2020)
- Corti M et al. *Phys. Rev. B* **75** 115111 (2007)
- Demishev S V et al. *Письма в ЖЭТФ* **100** 30 (2014); *JETP Lett.* **100** 28 (2014)
- Mühlbauer S et al. *Science* **323** 915 (2009)
- Tonomura A et al. *Nano Lett.* **12** 1673 (2012)
- Lobanova I I, Glushkov V V, Sluchanko N E, Demishev S V *Sci. Rep.* **6** 22101 (2016)
- Neubauer A et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 186602 (2009)
- Dalmas de Réotier P et al. *Phys. Rev. Lett.* **133** 236502 (2024)
- Blinov L M *Structure and Properties of Liquid Crystals* (Dordrecht: Springer, 2010) DOI:10.1007/978-90-481-8829-1; Пер. на русск. яз.: Блинов Л М *Жидкие кристаллы: структура и свойства* (М.: Либроком, 2013)
- Arrott A, Noakes J E *Phys. Rev. Lett.* **19** 786 (1967)
- Glushkov V V et al. *Phys. Rev. Lett.* **115** 256601 (2015)

70. Grigoriev S V et al. *Phys. Rev. B* **79** 144417 (2009)
71. Demishev S V et al. *Письма в ЖЭТФ* **104** 113 (2016); *JETP Lett.* **104** 116 (2016)
72. Dhital C et al. *Phys. Rev. B* **95** 024407 (2017)
73. Khvostantsev L G, Slesarev V N, Brazhkin V V *High Press. Res.* **24** 371 (2004)
74. Геращенко А П "Спектроскопия ЯМР в исследованиях электронных и магнитных свойств сильно коррелированных систем", Дисс. ... докт. физ.-мат. наук (Екатеринбург: Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, 2019)
75. Краснорусский В Н, Демишев С В, Боков А В, Саламатин Д А, Семенов А В, Оськин А Е, Бражкин В В, Цвященко А В "Магнитные свойства $Mn_{1-x}Rh_xSi$ ($x < 0,15$): гигантское усиление ферромагнетизма, низкотемпературная аномалия и фаза Гриффитса", в сб. *Совещание по физике низких температур: Сб. тезисов Международной конф. ФНТ-2024, 3–7 июня 2024 г., Черногоровка* (Под ред. Б.Б. Страумала) (Черногоровка: ИФТТ РАН, 2024) с. 79
76. Yu U, Min B I *Phys. Rev. B* **74** 094413 (2006)
77. Greer A L *Thermochim. Acta* **42** 193 (1980)
78. Babić E et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **15–18** 249 (1980)
79. Kanomata T et al. *Mater. Sci. Eng. A* **179–180** 351 (1994)
80. Mendelssohn K *Cryophysics* (New York: Interscience Publ., 1960); Пер. на русск. яз.: Мендельсон К *Физика низких температур* (М.: ИЛ, 1963)
81. Beille J et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **10** 265 (1979)
82. Motokawa M et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **70** 245 (1987)
83. Квасников И А *Термодинамика и статистическая физика Т. 1 Теория равновесных систем. Термодинамика* (М.: УРСС, 2002) с. 98
84. Jin Z et al. *Sci. Adv.* **9** eadd5239 (2023) DOI:10.1126/sciadv.add5239
85. Нагаев Э Л *Физика магнитных полупроводников* (М.: Наука, 1979); Пер. на англ. яз.: Nagaev E L *Physics of Magnetic Semiconductors* (Moscow: Mir Publ., 1983)
86. Usachev P A et al. *Mater. Horiz.* **12** 512 (2025)
87. Demishev S V et al. *Solid State Commun.* **385** 115501 (2024)
88. Шкловский Б И, Эфрос А Л *Электронные свойства легированных полупроводников* (М.: Наука, 1979); Пер. на англ. яз.: Shklovskii B I, Efros A L *Electronic Properties of Doped Semiconductors* (Springer Series in Solid-State Sciences, Vol. 45) (Berlin: Springer-Verlag, 1984) DOI:10.1007/978-3-662-02403-4
89. Moriya T "Recent progress in the theory of itinerant electron magnetism" *J. Magn. Magn. Mater.* **14** 1 (1979); Пер. на русск. яз.: Мория Т "Последние достижения теории магнетизма коллективизированных электронов" *УФН* **135** 117 (1981)
90. Zhang F M et al. *Appl. Phys. Lett.* **85** 786 (2004)
91. Bolduc M et al. *Phys. Rev. B* **71** 033302 (2005)
92. Liu X C et al. *J. Appl. Phys.* **100** 073903 (2006)
93. Liu X C et al. *J. Appl. Phys.* **102** 033902 (2007)
94. Ko V et al. *J. Appl. Phys.* **104** 033912 (2008)
95. Men'shov V N et al. *Phys. Rev. B* **83** 035201 (2011)
96. Aronzon B A et al. *Phys. Rev. B* **84** 075209 (2011)
97. Xie Z et al. *Phys. Rev. B* **109** 024407 (2024)
98. Dietl T, Ohno H *Physica E* **9** 185 (2001)
99. Кондрин М В и др. *Письма в ЖЭТФ* **84** 228 (2006); Kondrin M V et al. *JETP Lett.* **84** 195 (2006)
100. Попова С В и др. *ФТТ* **48** 2057 (2006); Popova S V et al. *Phys. Solid State* **48** 2177 (2006)
101. Kondrin M V et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **121** 032011 (2008)
102. Kondrin M V et al. *J. Phys. Condens. Matter* **23** 446001 (2011)
103. Imry Y, Ma S *Phys. Rev. Lett.* **35** 1399 (1975)

Griffiths phases and anomalous increase in the Curie temperature in systems with magnetic disorder

S.V. Demishev^(1,a), V.V. Brazhkin^(1,b), A.V. Bokov⁽¹⁾, O.S. Volkova^(2,c), R.M. Eremina^(3,d), V.N. Krasnorussky⁽¹⁾, I.K. Shamova^(4,e), A.V. Tsvyashchenko^(1,f)

⁽¹⁾ Vereshchagin Institute for High Pressure Physics, Russian Academy of Sciences, Kaluzhskoe shosse 14, 108840 Troitsk, Moscow, Russian Federation

⁽²⁾ Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Leninskie gory 1, str. 2, 119991 Moscow, Russian Federation

⁽³⁾ Zavoisky Physical-Technical Institute, FRC Kazan Scientific Center, Russian Academy of Sciences., Sibirsky tract, 10/7, 420029 Kazan, Russian Federation

⁽⁴⁾ National University of Science and Technology MISIS, Leninskii prosp. 4, 119049 Moscow, Russian Federation

E-mail: ^(a) demishev@hppi.troitsk.ru, ^(b) brazhkin@hppi.troitsk.ru, ^(c) os.volkova@yahoo.com,

^(d) rushana@kfti.knc.ru, ^(e) m1906776@edu.misis.ru, ^(f) tsvyash@hppi.troitsk.ru

The review considers disordered magnetic systems of the Griffiths type, where the magnetic disorder is caused by the dispersion of local magnetic fields. It is shown that in such systems magnetic clusters exist at temperatures both above and below the Curie point, which leads to an anomalous temperature dependence of the magnetic susceptibility in the paramagnetic phase. A striking manifestation of this type of disorder is the power-law magnetic field dependences of magnetization in the ferromagnetic phase, existing in wide ranges of temperature and magnetic field. The analysis of the parameters of the power-law functions allows constructing the order parameter for the Griffiths phase with a finite magnetic transition temperature. The developed model of magnetic properties is confirmed by experimental results for such strongly correlated systems as manganites, perovskites, cobaltites, dialuminates, pyrochlores, various intermetallics, systems with hidden order and spiral magnets. Recently synthesized substitutional solid solutions in the noncentrosymmetric MnSi–RhSi system are of special interest, as long as in this material the existence of the Griffiths phase is combined with the effect of a giant increase in the Curie temperature up to values of ~ 350 K (12 times with respect to MnSi), exceeding room temperature. This behavior contradicts the standard mechanism of universal suppression of the magnetic transition temperature in the Griffiths phase. To interpret this effect, the spin-polaron model can be used, which considers quasi-bound states of subnanometer size consisting of localized magnetic moments of magnetic ions and itinerant electrons. The analysis of models and experimental data shows that the study of magnetism on the nanometer scale is a promising direction for studying various disordered magnets. The review is based on the materials of the report at the session of the Physical Sciences Division of the Russian Academy of Sciences.

Keywords: Griffiths phase, magnetic disorder, local magnetic fields, ferromagnetic clusters, power-law field dependence of magnetization, noncentrosymmetric magnets, manganese and rhodium monosilicides, giant increase in the Curie temperature, spin polarons

PACS numbers: **75.10.–b**, 75.10.Nr, 75.30.Cr, 75.40.Cx, **75.50.–y**

Bibliography — 103 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **196** (5) 506–536 (2026)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFN.2025.04.039966>

Received 14 July 2025

Physics – Uspekhi **69** (5) (2026)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFN.2025.04.039966>