05,01

Новый тип ферромагнитной фазы Гриффитса и эффект аномального увеличения температуры Кюри в системах с магнитным беспорядком

© С.В. Демишев

Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН,
Троицк, Россия

E-mail: demishev@hppi.troitsk.ru

Поступила в Редакцию 6 марта 2026 г.
В окончательной редакции 9 марта 2026 г.
Принята к публикации 13 марта 2026 г.

Рассмотрены магнитные свойства неупорядоченных кластерных ферромагнетиков гриффитсовского типа, в которых беспорядок на нанометровой шкале обусловлен дисперсией локальных магнитных полей H_l и температуры Кюри T_C. Показано, что в системах со степенно́й функцией распределения $w \propto |H_l|^{-\xi}$ ($\xi < 1$) и гауссовской функцией распределения T_C, помимо аномальной парамагнитной восприимчивости, в ферромагнитной фазе возникают степенные зависимости намагниченности $M = A(T) \cdot H_1^{-\xi}(T)$, существующие в широких диапазонах температуры и магнитного поля. Предложен метод определения параметра порядка в ферромагнитной фазе Гриффитса. Разработанная модель магнитных свойств позволяет описать экспериментальные результаты для различных гриффитсовских систем, наблюдающихся в таких классах соединений, как манганиты, перовскиты, кобальтиты, диалюминиды, пирохлоры, различные интерметаллиды, системы со скрытым порядком и нецентросимметричные магнетики. Обсуждается эффект гигантского (в 12 раз по отношению к MnSi) увеличения T_C в нецентросимметричной системе $Mn_{1-x}Rh_xSi$ и его возможная связь с образованием фазы Гриффитса в этом соединении.

Ключевые слова: ферромагнетизм, кластеры, гигантское увеличение температуры Кюри, нецентросимметричные магнетики.

DOI: 10.61011/FTT.2026.07.63647.3HH

1. Введение

Возникновение фазы Гриффитса [1,2] может рассматриваться как универсальная „реакция“ магнетика на беспорядок. Соответствующая теоретическая модель была первоначально предложена для изинговского ферромагнетика [1], однако позднее была успешно применена к описанию низкотемпературных магнитных свойств квантовых спиновых цепочек и антиферромагнетиков (см. [3,4] и цитированную в этих работах литературу). В стандартном и наиболее исследованном случае беспорядок в магнитной подсистеме приводит к разбросу обменной энергии J, следствием чего является разбиение системы на кластеры нанометрового размера, корреляции в которых являются более сильными по сравнению со средним значением. В такой кластерной системе возникают два основных эффекта. Во-первых, происходит уменьшение температуры магнитного перехода вплоть до полного его подавления и возникновения квантового критического режима. Во-вторых, появляется широкая область температур в парамагнитной фазе, где нарушается закон Кюри–Вейсса и температурные зависимости различных физических величин приобретают аномальный характер [1–3]. Следует отметить, что рассматриваемая парадигма фазы Гриффитса в настоящее время успешно применяется в теоретических моделях систем, далеких от обычной физики магнитных явлений, таких как ридберговские и ультрахолодные бозе-газы [5,6], а также в задачах логистики [7], теории игр [8] и описания распространения эпидемий [9].

Интересно, что эффекты, связанные с фазой Гриффитса, могут наблюдаться в ферромагнитных системах с высокими значениями температуры Кюри $T_C \approx 200$ K, например, в манганитах [10–12]. При этом строгая теория позволяет получить точные результаты для температурной зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T)$ в пределе $T \to 0$ для случая квантового критического режима ($T_C = 0$) в модельных одномерных спиновых системах [3]. Экстраполяция этих расчетов для неупорядоченной магнитной системы с большими конечными значениями T_C, по-видимому, не может быть строго обоснована. Кроме того, нетривиальным оказывается и вопрос о характере магнитного беспорядка в реальных неупорядоченных магнетиках. Наглядно эту проблему можно пояснить следующим образом.

В рамках подхода, предложенного в [4,13,14] для приближенного описания фазы Гриффитса, у кластерной системы с беспорядком магнитное состояние кластера можно задать с помощью таких параметров, как намагниченность насыщения M_s, температура магнитного перехода T_{tr} (зависящая от среднего значения J и типа магнитного взаимодействия в кластере) и локальное магнитное поле H_l. Величины M_s, T_{tr} и H_l являются случайными и имеют функции распределения $w(M_s)$, $w(T_{tr})$ и $w(H_l)$. Результирующий магнитный отклик системы может быть найден путем усреднения магнитной вос-

приимчивости или намагниченности по всей кластерной системе. Тогда классическому сценарию образования фазы Гриффитса будет соответствовать ситуация, когда основной беспорядок в системе связан с разбросом J и T_{tr}, и характерной чертой фазы Гриффитса является уменьшение температуры магнитного перехода по отношению к полностью упорядоченной системе.

Однако можно представить себе другой предельный случай, когда основной беспорядок связан с дисперсией локального поля. Такая модель была рассмотрена в [13,14], где было показано, что в рамках такого подхода удается описать некоторые магнитные свойства неупорядоченных ферромагнетиков. Цель настоящей работы заключается в подробном сопоставлении предсказаний работ [13,14] с экспериментом для широкого набора экспериментальных объектов и учете возможной дисперсии критической температуры. Как мы покажем далее, у некоторых систем, подходящих под данное модельное описание, наблюдается эффект сильного увеличения температуры Кюри, и, следовательно, „универсальное“ гриффитсовское подавление магнитного перехода если и происходит, то не является главным следствием магнитного беспорядка. Это обстоятельство, во-первых, позволяет рассматривать такие объекты, как новый тип ферромагнитной фазы Гриффитса, и, во-вторых, придает дополнительный интерес к исследованию неупорядоченных ферромагнетиков.

2. Модель ферромагнитной фазы Гриффитса

Рассмотрим случай, когда магнитный переход при $T = T_{\mathrm{C}}$ в ферромагнитной системе с беспорядком сохраняется и возникает при достаточно высокой конечной температуре, хотя, возможно, и несколько меньшей, чем для идеальной системы в отсутствие разупорядочения. Пренебрежем вначале дисперсией намагниченности насыщения и критической температуры, а также для простоты примем, что все кластеры содержат одинаковое число магнитных атомов и $M_{\mathrm{s}} = \mathrm{const}$. В модели [13,14] основной беспорядок связан с разбросом локальных магнитных полей. Рассмотрим случай, когда распределение локальных полей задается степенно́й функцией,

$$w(H_{\mathrm{l}}) = \frac{1-\xi}{2H_{\mathrm{m}}^{1-\xi}|H_{\mathrm{l}}|^{\xi}}, \quad |H_{\mathrm{l}}| \le H_{\mathrm{m}}, \quad \xi < 1, \qquad (1)$$

удовлетворяющей условию нормировки

$$\int_{-H_{\mathrm{m}}}^{H_{\mathrm{m}}} w(H_{\mathrm{l}})\, dH_{\mathrm{l}} = 1. \qquad (1\mathrm{a})$$

В формулах (1) и (1a) поле H_{m} соответствует формально введенному полю обрезки, обеспечивающему конечное значение интеграла (1a). В рамках сделанных предположений магнитный отклик кластерной системы в рассматриваемом случае можно представить в виде [15,16]

$$M = M_{\mathrm{s}} \int_{-H_{\mathrm{m}}}^{H_{\mathrm{m}}} w(H_{\mathrm{l}})\varphi\big(B_0 \cdot (H + H_{\mathrm{l}})\big)\, dH_{\mathrm{l}}, \qquad (2)$$

где $\varphi(x)$ задает вид полевой зависимости намагниченности кластера и имеет асимптотики $\varphi(x) \propto x$ при $x \to 0$, $\varphi(x) \to 1$ при $x \to \infty$. На практике в качестве $\varphi(x)$ выбирается одна из стандартных функций, описывающих намагниченность парамагнетика. Например, в [15,16] 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, $S \to \infty$). Кроме того, выражение для $\varphi(x)$ можно рассматривать как модельное и принять, что в парамагнитной фазе $B_0 = \mu^*/k_{\mathrm{B}}/(T - T_{\mathrm{C}})$, где μ^* — эффективный магнитный момент [13,14]. При таком выборе функция $\varphi(x)$ для кластера в слабом магнитном поле при $T > T_{\mathrm{C}}$ дает закон Кюри–Вейсса и описывает выход на насыщение в пределе $x \to \infty$. Для кластера, находящегося в ферромагнитном состоянии при $T < T_{\mathrm{C}}$, можно положить $B_0 \to \infty$, и в этом случае функция $\varphi(x)$ примет универсальный вид: $\varphi(x) = \mathrm{sgn}\,(x)$.

Как было показано в [14], из формул (1) и (2) следуют следующие выражения для магнитной восприимчивости $\chi = M/H$ в парамагнитной фазе:

$$\chi = M_{\mathrm{s}}B_0 = \frac{\mu^* M_{\mathrm{s}}}{k_{\mathrm{B}}(T - T_{\mathrm{C}})} \quad \left(\frac{\mu^* H_{\mathrm{m}}}{k_{\mathrm{B}}(T - T_{\mathrm{C}})} \ll 1\right), \qquad (3)$$

и

$$\chi = \frac{M_{\mathrm{s}}}{H_{\mathrm{m}}}\left(\frac{\mu^* H_{\mathrm{m}}}{k_{\mathrm{B}}(T - T_{\mathrm{C}})}\right)^{\xi} \quad \left(\frac{\mu^* H_{\mathrm{m}}}{k_{\mathrm{B}}(T - T_{\mathrm{C}})} \ge 1\right). \qquad (4)$$

Таким образом, при $T \gg T_{\mathrm{C}}$ будет справедлив закон Кюри–Вейсса (3), а по мере приближения к температуре Кюри знаменатель в отношении $\frac{\mu^* H_{\mathrm{m}}}{k_{\mathrm{B}}(T - T_{\mathrm{C}})}$ будет уменьшаться, и в некоторой окрестности температуры Кюри будет возникать аномальная магнитная „гриффитсовская“ восприимчивость (4). Кроссовер между рассматриваемыми асимптотиками будет происходить при температуре $T_{\mathrm{cr}} = T_{\mathrm{C}} + \Delta T$, где $\Delta T = \frac{\mu^* H_{\mathrm{m}}}{k_{\mathrm{B}}}$. Характерная температура T_{cr} может быть найдена из эксперимента и позволяет оценить параметр модели — поле обрезки H_{m}.

В рассматриваемой модели для ферромагнитной фазы при $T < T_{\mathrm{C}}$ степенна́я полевая зависимость для $H < H_{\mathrm{m}}$ намагниченности имеет вид [13,14]

$$M = M_{\mathrm{s}}\left(\frac{H}{H_{\mathrm{m}}}\right)^{1-\xi}, \qquad (5)$$

а в области $H \ge H_{\mathrm{m}}$ происходит насыщение: $M = M_{\mathrm{s}}$. Данный тип магнитного поведения является следствием двух факторов: универсальной степенно́й 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 (5) возникает в результате влияния беспорядка на магнитную подсистему.

Отметим, что в случае $T < T_C$, когда $\varphi(x) = \mathrm{sgn}(x)$, принятое выше ограничение на постоянство M_s может быть снято. Если случайные величины M_s и H_l независимы, то усреднение с функцией распределения (2) для H_l и любой функцией распределения M_s снова приведет к формуле (5), в которой в качестве M_s будет фигурировать средняя намагниченность кластера. Поскольку при $T < T_C$ величина M_s задает спонтанную намагниченность кластеров, то она может играть роль параметра порядка и для нее можно ожидать критической температурной зависимости вида

$$M_s = M_{s0}(1 - T/T_C)^{\beta}. \qquad (6)$$

Тогда формулу (5) можно представить в виде

$$M(T,H) = M_0(H/H_m)^{1-\xi} = \langle M_{s0}(1 - T/T_C)^{\beta}\rangle (H/H_m)^{1-\beta}, \qquad (7)$$

где множитель $M_0 = \langle M_{s0}(1 - T/T_C)^{1-\xi}\rangle$ является результатом усреднения выражения (6) по всему набору кластеров. Легко видеть, что если $T_C = \mathrm{const}$, то $M_0 = \langle M_{s0}\rangle(1 - T/T_C)^{\beta}$, и коэффициент $A(T)$ при степенно́й зависимости от магнитного поля $M(T,H) = A(T)\cdot H^{1-\xi}$ может дать информацию о температурной зависимости параметра порядка и найти критический индекс β и температуру Кюри T_C. Такая ситуация отвечает случаю, когда параметры функции распределения ξ и H_m слабо зависят от магнитного поля и не имеют особенности при $T = T_C$. В [13,14] предполагалось, что именно такая ситуация реализуется в экспериментальных системах.

Использование формулы (7) позволяет учесть влияние беспорядка в случае дисперсии таких параметров кластера как M_s и T_C. Если эти случайные величины независимы, то $M_0 = \langle M_{s0}\rangle\langle(1 - T/T_C)^{\beta}\rangle$. Для оценки примем, что критический индекс $\beta = \mathrm{const}$, а функция распределения $w(T_C)$ имеет гауссовский вид с центром в точке T_{C0} принадлежащей области $[0, \infty)$. Тогда с учетом нормировки $w(T_C)$

$$M_0 = \langle M_{s0}\rangle \int_0^{\infty} \exp\left(-(T_C - T_{C0})^2/\gamma^2\right)\left(1 - T/T_C\right)^{\beta} dT_C \Big/ \int_0^{\infty} \exp\left(-(T_C - T_{C0})^2/\gamma^2\right) dT_C. \qquad (8)$$

Результаты расчета температурных зависимостей приведенного параметра $M_0/\langle M_{s0}\rangle = f(T/T_{C0}, \gamma/T_{C0})$ по формуле (8) показаны на рис. 1 для различных значений отношения γ/T_{C0}, определяющего размытие температуры ферромагнитного перехода в кластерах и критического индекса $\beta = 0.5$.

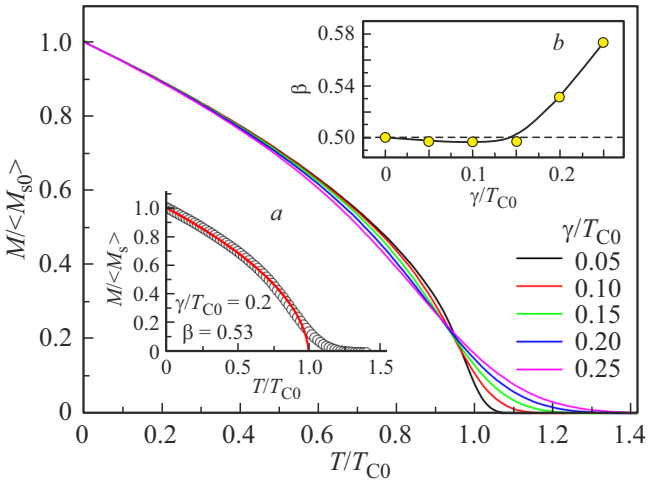


Рис. 1. Нормированный параметр порядка в ферромагнитной фазе для различных значений отношения γ/T_{C0}. *a*) Сплошной линией показана аппроксимация формулой (6) для случая $\gamma/T_{C0} = 0.2$. *b*)Значение критического индекса, полученного при расчете по формуле (6) для различных значений отношения γ/T_{C0}.

Как и следовало ожидать, дисперсия T_C приводит к размытию температурной зависимости параметра порядка. Однако на практике достаточно сложно осуществить достоверную обработку полевой зависимости $M(T,H)$ и надежно определить коэффициент $M_0(T)$ в окрестности T_{C0}, где амплитуда степенно́й зависимости сильно уменьшается. Примем, что в набор для обработки экспериментальных данных будут включены кривые, наклон которых в спрямляющих координатах $M = f(H^{1-\xi})$ уменьшается по отношению к низкотемпературной области в 10 раз, и рассмотрим аппроксимацию данных на рис. 1 с помощью простой формулы (6) со свободными параметрами T_C и β. Пример такой обработки зависимостей $M_0(T)$, рассчитанных с помощью формулы (8), показан на вставке рис. 1, *a* для случая $\gamma/T_{C0} = 0.2$.

Оказалось, что указанная приближенная процедура позволяет найти значение T_{C0} с погрешностью менее 1% для величины дисперсии, лежащей в интервале $\gamma/T_{C0} \le 0.25$. При этом величина критического индекса β определяется менее надежно (рис. 1, *b*). Точность в определении этого параметра на уровне $\sim 1\%$ сохраняется лишь для $\gamma/T_{C0} > 0.15$, а в диапазоне $\gamma/T_{C0} > 0.15$ вычисленное значение β начинает заметно увеличиваться, и для $\gamma/T_{C0} = 0.25$ составляет 0.57.

Не представляет сложности оценить влияние дисперсии критической температуры на поведение магнитной восприимчивости в парамагнитной фазе [формулы (3) и (4)], если воспользоваться подходом, предложенным

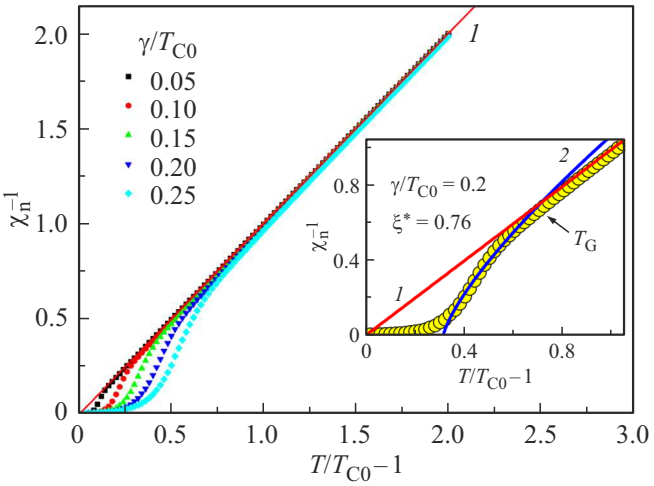


Рис. 2. Модификация закона Кюри–Вейсса для различных значений отношения γ/T_{C0}. На вставке показана увеличенная окрестность температуры T_{C0}. На основном рисунке и вставке: кривая *1* — невозмущенный закон Кюри–Вейсса (3), *2* — аппроксимация аномальной степенно́й зависимостью (4).

в [4]. Если по-прежнему предполагать функцию распределения T_C гауссовской, случайные величины M_s и T_C независимыми, то усреднение по всем кластерам в парамагнитной фазе, для которых $T_C < T$, дает

$$\langle\chi\rangle = \left(C_\xi/(T_{C0}^{\xi})\right)\chi_n(t, \gamma/T_{C0}), \qquad (9)$$

где $C_\xi = (\langle M_{s0}\rangle\mu^*/k_B)/(\mu^* H_m/k_B)^{1-\xi}$, $t = T/T_{C0} - 1$ и

$$\chi_n(t, a) = \frac{\int_{-1/a}^{t/a}(t - ax)^{-\xi}\exp(-x^2)dx}{\int_{-1/a}^{t/a}\exp(-x^2)dx}. \qquad (10)$$

В формулах (9)–(10) значение $\xi = 1$ описывает закон Кюри–Вейсса (3), а $\xi < 1$ соответствует аномальной „гриффитсовской“ восприимчивости (4).

Рассмотрим вначале влияние дисперсии T_C на кюри-вейссовскую восприимчивость (рис. 2). Если расстояние до критической точки достаточно велико ($t > 1$), то температурная зависимость $\langle\chi\rangle$ практически совпадает с невозмущенным законом Кюри–Вейсса (рис. 2, прямая *1* на основной панели). При $t < 1$ имеет место отклонение вниз кривой $\langle\chi\rangle^{-1} = f(t)$ от исходной зависимости $\langle\chi\rangle^{-1} \propto t$. Область размытия при приближении к критической точке увеличивается с ростом отношения γ/T_{C0}, и рассчитанную обратную магнитную восприимчивости можно удовлетворительно аппроксимировать степенно́й зависимостью „гриффитсовского“ типа $\langle\chi\rangle^{-1}(t - t_c)^{\xi^*}$ с подгоночными параметрами t_c и ξ^*. Для $\gamma/T_{C0} = 0.2$ расчет дает $t_c = 0.31$ и $\xi^* = 0.76$ (вставка на рис. 2, кривая *2*). Такой тип температурного поведения (отклонение вниз от линейной зависимости $\langle\chi\rangle^{-1} = f(t)$) неоднократно наблюдался экспериментально в различных системах, где предполагалось образование фазы Гриффитса [17]. При этом точка кроссовера между законом Кюри–Вейсса (1) и степенно́й критической зависимостью $\langle\chi\rangle^{-1} \propto (t - t_c)^{\xi^*}$ (рис. 2, кривая *2* на вставке) интерпретируется как температура перехода в фазу Гриффитса T_G [17]. Т. к. в этом случае $T_G > T_{C0}$, то данный тип температурной зависимости $\langle\chi\rangle^{-1} = f(t)$ можно интерпретировать как усиление ферромагнитных корреляций в аномальной области в окрестности парамагнитной температуры. В результате, данные, аналогичные представленным на рис. 2, „естественным образом“ вписываются в парадигму фазы Гриффитса [1,2].

Тем не менее, такая интерпретация не является однозначной. Формулы (9) и (10) обусловлены исключительно неоднородной критической температурой в объеме образца, которая может быть тривиальным следствием вариации химического состава в многокомпонентной системе или локальными нарушениями стехиометрии, не связанными в общем случае с сингулярностями Гриффитса и неаналитичностью [1–3]. Кроме того, наблюдаемая „гриффитсовская“ зависимость вида $\langle\chi\rangle^{-1} \propto (t - t_c)^{\xi^*}$ может оказаться не более чем описанием, выбранным из „общих соображений“ с параметрами, зависящим от вида $w(T_C)$. При этом псевдокритическая зависимость (кривая *2* на вставке рис. 2) не имеет удовлетворительного теоретического обоснования (формула (10)) и, разумеется, никак не связана с какими-либо специфическими корреляциями.

Вернемся теперь к модели неупорядоченного ферромагнетика с дисперсией локального поля. Пример расчета характерных зависимостей магнитной восприимчивости типа (3) и (4) с учетом дисперсии критической температуры показан на рис. 3. Легко видеть, что для нормированной безразмерной восприимчивости χ_n при переходе от закона Кюри–Вейсса (прямая *1*),

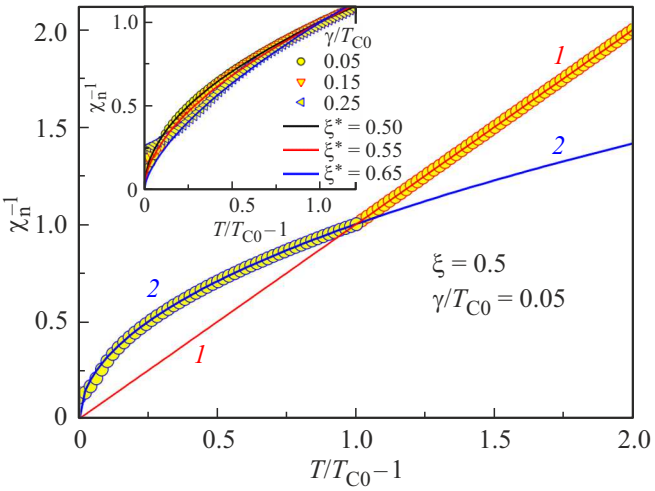


Рис. 3. Результат расчета по формуле (10) кюри-вейссовской (кривая *1*) и степенно́й (*2*) асимптотик магнитной восприимчивости для $\gamma/T_{C0} = 0.05$ и $\xi = 0.5$. На вставке: степенна́я асимптотика магнитной восприимчивости, рассчитанная для $\xi = 0.5$ и различных значений отношения γ/T_{C0}. Сплошными линиями показанsa модельные аппроксимации $\chi_n^{-1} = (T/T_{C0} - 1)^{\xi^*}$ для нескольких значений подгоночного параметра ξ^*.

выполняющегося для $t > 1$, к степенно́й зависимости, полученной для $\xi < 1$ и справедливой в диапазоне $t < 1$ (формулы (4), (10), кривая *2*), происходит отклонение от линейной асимптотики $\langle\chi\rangle^{-1} \propto t$ вверх. Такое поведение сохраняется в широком интервале значений отношения γ/T_{C0}. Увеличение этого параметра приводит к размытию особенности в окрестности T_{C0} для $t \le 0.06$ (вставка рис. 3). Если исключить эту искаженную область из рассмотрения, то кривые $\langle\chi\rangle^{-1} = f(t)$ по-прежнему могут быть удовлетворительно аппроксимированы формулой (4) с $T_C = T_{C0}$ и эффективным показателем степени $\xi = \xi^*$, возрастающим при увеличении отношения γ/T_{C0}. Пример на вставке рис. 3 иллюстрирует возможность такого описания расчетных данных, где сплошными линиями показаны степенные зависимости (4) для значения $\xi^* = 0.5$, равного исходной величине ξ в формуле (10), а также для $\xi^* = 0.55$ и $\xi^* = 0.65$. Кроме того, можно заметить, что температура кроссовера T_{cr} между полученными таким образом асимптотиками для $t < 1$ и $t > 1$ будет слабо зависеть от величины γ/T_{C0} в области $\gamma/T_{C0} \le 0.25$.

Подведем итоги анализа рассматриваемой модели ферромагнитной фазы Гриффитса с сильной дисперсией локального поля. Данная модель характеризуется не только необычной степенно́й полевой зависимостью намагниченности в ферромагнитной фазе (формулы (5) и (6)) и специфическим видом температурной зависимости магнитной восприимчивости в парамагнитной фазе (рис. 3), но и переходом от высокотемпературного закона Кюри–Вейсса (формула (3)) к аномальной гриффитсовской восприимчивости (формула (4)) с отклонением вверх от линейной асмптотики $\chi^{-1} \propto (T - T_{C0})$. При этом для большинства систем, в которых декларируется образование высокотемпературной фазы Гриффитса, наблюдается отклонение не вверх, а вниз [17], аналогично зависимостям, показанным на рис. 2. Интересно, что эти результаты, следующие из предположения о постоянстве критической температуры, в то же время демонстрируют устойчивость при учете разброса температур Кюри в кластерах, в т. ч. в случае достаточно сильного беспорядка в диапазоне $\gamma/T_{C0} \le 0.25$ („размах“ флуктуаций T_C составляет $\sim 50\,\%$ от температуры максимума функции распределения T_{C0}). Обработка экспериментальных данных с помощью простых формул (3)–(6) дает возможность надежно определить величину T_{C0}, причем в этом случае лучше всего использовать данные $M(T, H)$ в ферромагнитной фазе. Ожидается, что беспорядок не слишком сильно повлияет на найденную из эксперимента величину постоянной Кюри, если температурный диапазон, в котором измеряется магнитная восприимчивость, окажется достаточно большим: $T \gg T_{C0} + \mu^* H_m/k_B$. В то же время критические индексы β и ξ в рамках простой схемы анализа определяются менее надежно и зависят от степени беспорядка. Отметим, что в реальных системах переход между асимптотиками *1* и *2* на рис. 3 будет не резким, а размытым, однако точка пересечения этих модельных кривых может быть использована для оценки параметра функции распределения H_m.

3. Сравнение с экспериментом

В настоящее время опубликовано значительное количество работ, посвященных ферромагнитным фазам Гриффитса, в большинстве которых основное внимание уделяется аномальной не кюри-вейссовской магнитной восприимчивости (формула (4)) в парамагнитной фазе [10–12,16–29]. Такое поведение рассматривается авторами этих публикаций или как явный признак возникновения фазы Гриффитса, или как особая магнитная фаза, подобная фазе Гиффитса; однако в любом случае применяется описание неупорядоченной магнитной системы как набора кластеров со случайными параметрами, описывающими магнитное состояние. Экспериментальные примеры отличает значительное разнообразие и включает материалы, относящиеся к классам манганитов [10–12] и перовскитов [22,23], кобальтитов [24], диалюминидов [20,21], пирохлоров [26], интерметаллидов [16,18,19,25,28,29], и даже к таким экзотическим системам, как системы со скрытым порядком [27]. О гриффитсовском поведении сообщалось для $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$ [10], $Pr_{0.5}Sr_{0.5}Mn_{1-y}Ga_yO_3$ [11], $LaCr_{0.5}Mn_{0.5}O_3$ [12], $Gd_2Ni_xCo_{1-x}MnO_6$ [22], $NdSrCoFeO_6$ [23], $Gd_{0.5}Sr_{0.5}CoO_{3-\delta}$ [24], $Pr_{1-x}Er_xAl_2$ [20,21], Al_2MnCoO_7 [26], $Co_{1+x}Sn$ [16], $Ho_5(Si_{0.8}Ge_{0.2})_4$ [18], Fe_2VGa [19], $LaCeCo_7$ [25], $Ni_{1-x}V_x$ [28,29] и URu_2Si_2 [27]. Беспорядок, необходимый для возникновения фазы Гриффитса, в большинстве работ связан или с различными примесями, замещающими исходные элементы в кристаллической структуре, или с дефектами структуры.

Помимо наблюдения аномальной магнитной восприимчивости, в ряде случаев был обнаружен переход между высокотемпературной асимптотикой типа Кюри–Вейсса при $T \gg T_C$ (3) и „гриффитсовской“ восприимчивостью (4) с $\xi < 1$ в окрестности критической температуры ($T \approx T_C$). Отметим, что в стандартной теории фазовых переходов в окрестности критической температуры $\chi \propto |T - T_C|^{-\gamma}$, 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. [30], стр. 43). Таким образом, гриффитсовский случай с точки зрения теории действительно является выделенным.

Интересно, что магнитная восприимчивость в переходной области в парамагнитной фазе демонстрирует оба обсуждавшихся выше типа переходной области с отклонением вверх (рис. 4, *a*) или вниз (рис. 4, *b*) от линейной асимптотики $\chi^{-1} \propto (T - T_C)$. Вариант, показанный на рис. 4, *a*, полностью соответствует предсказаниям модели ферромагнитной фазы Гриффитса с сильной дисперсией локального магнитного поля, рассмотренной

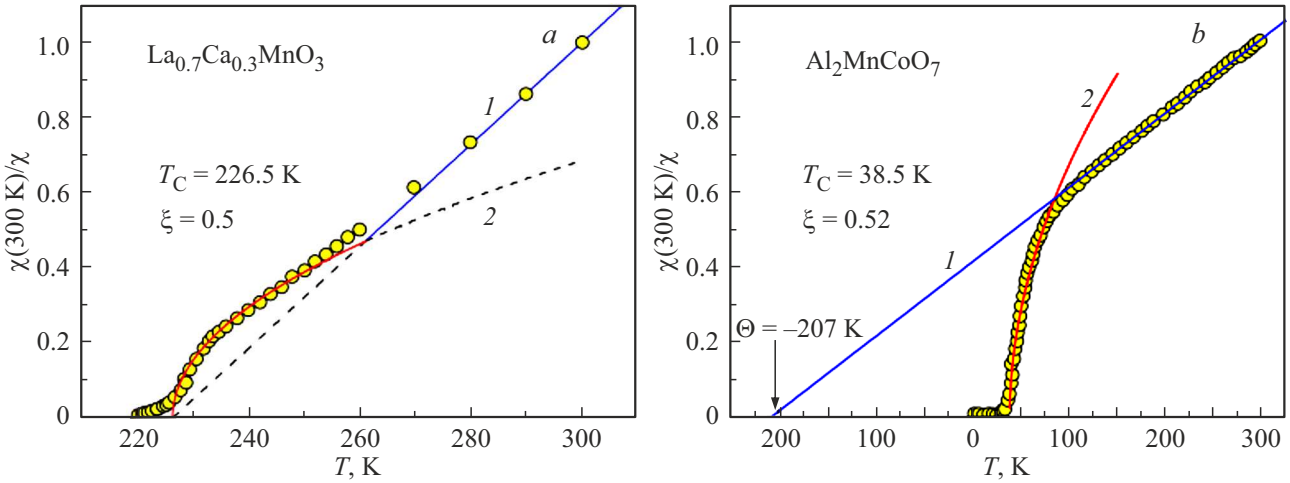


Рис. 4. Сопоставление температурной зависимости обратной магнитной восприимчивости в различных материалах с предсказаниями кластерной модели ферромагнитной фазы Гриффитса. Точки — экспериментальные данные из работ *a*) [10] и *b*) [26]. Цифрами обозначены: кривая *1* — закон Кюри–Вейсса (формула (3)); *2* — степенна́я температурная зависимость магнитной восприимчивости (формула (4)).

в предыдущем разделе. В то же время пример, приведенный на рис. 4, *b*, показывает, что природа отклонения вниз не во всех случаях может быть сведена к тривиальной дисперсии температуры Кюри и может иметь более сложное происхождение.

Например, в соединении Al_2MnCoO_7 [26] протяженный кюри-вейссовский участок соответствует доминирующему антиферромагнитному взаимодействию с парамагнитной температурой $\Theta \approx -200\,\mathrm{K}$ (рис. 4, *b*, кривая *1*), на фоне которого возникает температурная зависимость магнитной восприимчивости, типичная для ферромагнитной фазы Гриффитса (рис. 4, *b*, 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 тяжелыми фермионами CeB_6 [31] и наноматериалах на основе оксида ванадия [32]. Таким образом, мы предполагаем, что распространенный сценарий с отклонением вниз от линейного участка в ряде случаев указывает на наличие нескольких типов магнитных взаимодействий в системе, когда антиферромагнитное взаимодействие приводит к дополнительному уменьшению парамагнитной температуры. Рассмотренная нами модель учитывает только ферромагнитное взаимодействие и, следовательно, в общем случае может описывать температурную зависимость магнитной восприимчивости только в окрестности T_C, где доминирует ферромагнетизм и эффекты беспорядка.

Другим важным следствием кластерной модели со степенно́й функцией распределения локальных полей является степенна́я зависимость намагниченности от магнитного поля (5), возникающая при $T < T_C$. Этот результат радикально отличается от поведения, ожидаемого для ферромагнетика со стандартным уравнением состояния. В этом случае степенна́я зависимость $M(H)$ может появиться только в точке Кюри при $T = T_C$ [33], причем показатель степени будет универсальным — $M \propto H^{1/(\gamma/\beta+1)}$, зависящим от критических индексов для восприимчивости γ и параметра порядка β. В теории Ландау $\gamma = 1$ и $\beta = 1/2$; следовательно, должно выполняться соотношение $M \propto H^{1/3}$ [33]. В эксперименте зависимость вида $M \propto H^{\alpha}$ с показателем степени α, меньшим единицы, не связанная с точкой Кюри, наблюдается в ферромагнитной фазе гриффитсовских систем [16,27–29], хотя такому типу магнитного поведения уделяется существенно меньше внимания по сравнению с особенностями магнитной восприимчивости в окрестности T_C в парамагнитной фазе. В существующей литературе степенна́я полевая зависимость намагниченности рассматривается как следствие возникновения фазы Гриффитса, хотя и без строгого обоснования. Данный вывод делается по аналогии с асимптотически точными результатами при $T \to 0$, которые могут быть получены, например, для одномерных ферромагнитных спиновых цепочек в фазе Гриффитса [3]. 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 степенна́я зависимость $M(H)$ в окрестности T_C, т. е. в данном случае при $T \to T_C = 0$. Однако возможность распространения этого результата на область конечных температур прядка нескольких сотен градусов Кельвина не имеет достаточно строгого обоснования. Отметим, что и аномальная степенна́я температурная зависимость магнитной восприимчивости при конечных (и весьма высоких) температурах магнитного перехода T_C в существующей литературе обосновывается по аналогии с расчетами [3], выполненными в пределе $T \to 0$.

В то же время, асимптотически точная формула (4), справедливая при любых конечных значениях температуры Кюри, естественным образом следует из нашей кластерной модели [14].

Изменение намагниченности по степенно́му закону $M \propto H^{\alpha}$ с $\alpha = 0.98-0.92$ в протяженной температурной области $T < 17.5\,\mathrm{K}$ наблюдалось в соединении со скрытым порядком URu_2Si_2 [27]. Авторы этой работы предполагают, что такое поведение связано с гриффитсовской кластерной фазой ферромагнитного типа, а беспорядок, необходимый для наблюдения гриффитсовских аномалий, по-видимому, обусловлен дефектами кристаллической структуры и сложными магнитными взаимодействиями, приводящими к неупорядоченному распределению спиновой плотности в объеме образца [27].

В работе [16] были исследованы образцы сплавов $Co_{1+x}Sn$ в области составов $0.45 \le x \le 1$. Показано, что у составов с $x = 0.45-0.65$ образуется ферромагнитная фаза Гриффитса фаза с температурой Кюри $T_C \approx 600\,\mathrm{K}$ и при $T = 10\,\mathrm{K} \ll T_C$ наблюдается степенна́я зависимость $M \propto H^{\alpha}$ с показателем степени α, зависящим от содержания кобальта и принимающим значения из интервала $0.7-0.2$ [16].

Нетривиальное магнитное поведение было обнаружено в системе $Ni_{1-x}V_x$ с $x \le 15\,\%$ [28,29]. У данного интерметаллида рост концентрации ванадия приводит к уменьшению T_C, и при $x_c \approx 11.6\,\%$ температура Кюри с экспериментальной точностью обращается в ноль и, в результате, происходит переход к квантовому критическому режиму. В области $x < x_c$, где температура Кюри конечна, при низкой температуре $T = 2\,\mathrm{K} < T_C(x)$ в полевой зависимости намагниченности можно было выделить два вклада, первый из которых дает насыщающуюся в поле $H > 1-2\,\mathrm{kOe}$ намагниченность $M_s = \mathrm{const}$, а второй представляет собой функцию $M \propto H^{\alpha}$ с показателем степени $\alpha = 0.8-0.2$, зависящим от состава. При этом степенной вклад в интегральную полевую зависимость, наблюдаемый во всем исследованном диапазоне $H < 50\,\mathrm{kOe}$, авторы [28,29] 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 $Ni_{1-x}V_x$, характеризующихся областями с близко расположенными ферромагнитными кластерами с избытком никеля и областями парамагнитного типа, в которых доминирует фаза с малым содержаниям никеля. Влияние ферромагнитных кластеров на парамагнитную фазу невелико, тогда как взаимное влияние близко расположенных магнитных кластеров может привести к дисперсии локальных полей, например, со степенно́й функцией распределения. Тогда с парамагнитной фазой будет связан насыщающийся вклад, а неупорядоченная фаза из взаимодействующих ферромагнитных кластеров будет обладать степенно́й зависимостью $M \propto H^{\alpha}$ (см. формулу (5)).

В диапазоне концентраций $x > x_c$ магнитная система $Ni_{1-x}V_x$ оказывается сильно разбавленной и сильно разупорядоченной. В этом случае T_{C0} (в эксперименте $T_C < 0.1\,\mathrm{K}$ [28,29]), и пропадает насыщающийся вклад с M_s, тогда как степенна́я зависимость $M \propto H^{\alpha}$ сохраняется. Легко видеть, что модельный подход, рассмотренный в предыдущем пункте, 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 $Ni_{1-x}V_x$ при $x > x_c$ состоит из ферромагнитных кластеров, распределение которых по объему образца является более равномерным, в результате чего возникнет зависимость намагниченности от магнитного поля, дающаяся формулой (5): $M \propto H^{1-\xi}$. В пределе малых T_C формула (4) сведется к асимптотическому степенно́му поведению: $\chi \propto 1/T^{\xi}$. 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 [28]. Итак, можно заключить, что результаты работ [28,29] для системы $Ni_{1-x}V_x$ находятся в хорошем согласии с моделью [16,18] ферромагнитной фазы Гриффитса, которая естественным образом позволяет объяснить природу возникновения аномальных степенных полевых зависимостей намагниченности.

Наиболее перспективным для проверки рассматриваемой модели из известных объектов являются твердые растворы замещения нецентросимметричных магнетиков $Mn_{1-x}Rh_xSi$ [13,34,35]. Для этого материала опубликованы экспериментальные данные, указывающие на образование в широком диапазоне составов $0.1 \le x \le 0.8$ ферромагнитной фазы Гриффитса с высокой температурой Кюри, которая для составов с $x > 0.1$ превышает $200\,\mathrm{K}$ [13]. При этом в области $2\,\mathrm{K} < T < T_C$ возникают степенные полевые зависимости намагниченности типа (5) [13]. Таким образом, аномальное поведение намагниченности у $Mn_{1-x}Rh_xSi$ наблюдается в диапазоне, где температура изменяется более чем на два порядка. Кроме того, в [35] приведены подробные данные по температурным зависимостям $\chi(T)$ для образцов с различным содержанием родия.

Сравним с моделью экспериментальные данные для образца с $x = 0.15$, взятые из работ [13,35] (рис. 5).

В парамагнитной фазе температурная зависимость магнитной восприимчивости соответствует ожидаемой в нашей модели, причем наблюдается переход от температурной зависимости типа Кюри–Вейсса (рис. 5, прямая *1*) к „гриффитсовской“ степенно́й зависимости с показателем степени $\xi \approx 0.7$ (рис. 5, кривая *2*). Такой анализ дает оценку критической температуры

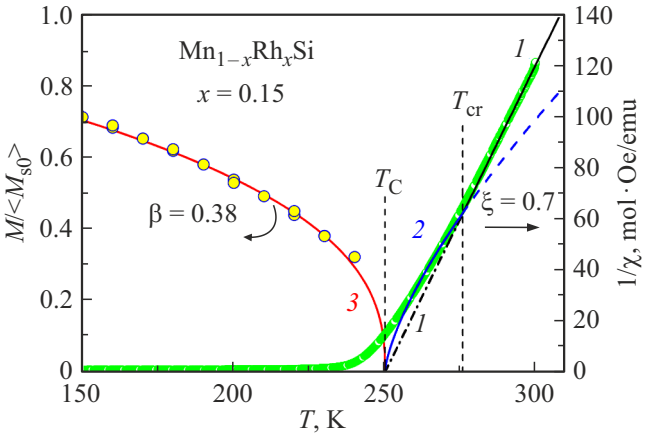


Рис. 5. Сопоставление экспериментальных данных из работ [13,35] для образца $Mn_{1-x}Rh_xSi$ с $x = 0.15$ с предсказаниями кластерной модели ферромагнитной фазы Гриффитса. Кривая *1* — закон Кюри–Вейсса, *2* — степенна́я „гриффитсовская“ магнитная восприимчивость, *3* — критическое поведение параметра порядка. Подробности в тексте.

$T_C = 250$ K и температуры кроссовера $T_{cr} \approx 275$ K, что соответствует параметру $H_m \approx 37/(\mu^*/\mu_B)$ T. Из первопринципных расчетов, выполненных в [35], следуют значения эффективного магнитного момента $\mu^* = 1.2\mu_B$ и $\mu^* = 2\mu_B$ для различных возможных состояний магнитного иона марганца, и, следовательно, величина поля обрезки может принимать значения $H_m = 18-31$ T. Т.к. измерения намагниченности в [13,35] проводились для магнитных полей, меньших 9 T, условие $H < H_m$, необходимое для возникновения зависимостей типа (5), заведомо выполняется. Кроме того, как следует из анализа степенных зависимостей $M \propto H^{1-\xi}$, проведенного в [13], величина ξ в окрестности $T_C \approx 250$ K составляет $\xi \approx 0.7$ в согласии с результатами настоящей работы.

В реальной ферромагнитной кластерной системе распределение локальных полей является следствием дисперсии намагниченностей кластеров и зависит от их формы, относительного расположения и размера. Т.к. намагниченность кластера является функцией температуры, можно ожидать зависящей от температуры функции распределения (1) с $\xi(T)$ и $H_m(T)$. В результате показатель степени в степенно́м законе для намагниченности $M = A(T) \cdot H^{1-\xi}$ в общем случае оказывается не универсальным. Однако оказывается, что у $Mn_{1-x}Rh_xSi$ показатель степени ξ слабо зависит от температуры и не имеет критического поведения [13].

Необходимо также рассмотреть возможную температурную зависимость $H_m(T)$, которая будет влиять на эмпирический коэффициент $A(T)$ (формула (5)). Формально этот параметр вводится для того, чтобы удовлетворить условию нормировки (1a), тогда соответствующий интеграл расходится на верхнем пределе и, 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 задает диапазон актуальных локальных полей, в котором будет выполняться степенна́я зависимость (5). Локальные поля, в свою очередь, связаны с намагниченностью кластеров в фазе Гриффитса, которая убывает при $T \to T_C$. 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 $A(T \to T_C)$ (формула (5)). Такое поведение противоречит результатам работы [13], т.к. у $Mn_{1-x}Rh_xSi$ коэффициент $A(T)$ при $T \to T_C$ не возрастает, а убывает. В результате оказывается, что основной вклад в температурную зависимость $A(T)$ вносит температурная зависимость параметра порядка, а не H_m или ξ; однако нельзя исключить некоторой погрешности при эмпирическом нахождении параметра порядка в ферромагнитной области $T < T_C$.

Температурная зависимость параметра порядка, найденная из $A(T)$ для образца с $x = 0.15$, может быть хорошо аппроксимирована критической зависимостью (6) с показателем степени $\beta = 0.38$ (рис. 5, кривая *3*). Существенно, что данные восприимчивости и температурная зависимость $M_0(T)$ согласуются между собой и могут быть описаны с помощью единой температуры магнитного перехода T_C (рис. 5). Этот результат подтверждает применимость модели ферромагнитной фазы Гриффитса со степенно́й функцией распределения локального магнитного поля для описания магнитных свойств $Mn_{1-x}Rh_xSi$. Вместе с тем видно, что и область магнитного перехода $T \approx T_C$, и область кроссовера $T \approx T_{cr}$ являются размытыми, что указывает на необходимость учета дисперсии температуры Кюри. Сопоставление с модельным расчетом с помощью формул (9) и (10) показывает, что данные рис. 5 соответствуют величине отношения $\gamma/T_{C0} = 0.05-0.07$. В такой ситуации величина $T_C = 250$ K для образца с $x = 0.15$ дает температуру максимума функции распределения критической температуры при $T_C = T_{C0}$, а характерный разброс температуры Кюри составляет 10–15 %.

Интересно, что для образца $Mn_{1-x}Rh_xSi$ с $x = 0.05$ степенна́я полевая зависимость намагниченности сосуществует с насыщающимся вкладом в $M(T, H)$, причем при $T < T_C$ насыщающейся вклад доминирует [34]. Эта ситуация аналогична случаю $Ni_{1-x}V_x$ [29]. Экспериментальные данные, полученные в [34], показывают, что у образца с $x = 0.05$ именно насыщающийся вклад связан с параметром порядка. В результате из сравнения критического поведения образцов $Mn_{1-x}Rh_xSi$ с различным содержанием родия можно заключить, что образование фазы Гриффитса со степенно́й функцией распределения локального поля происходит при усилении магнитного беспорядка, обусловленного примесью родия с концентрацией, превышающей некоторое пороговое значение.

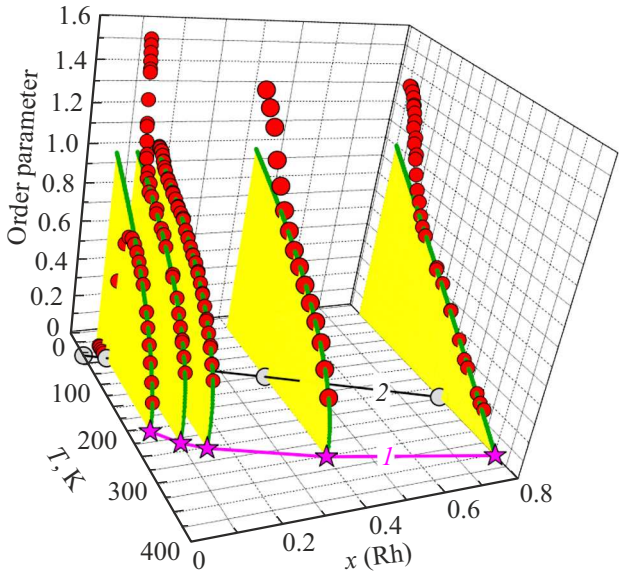


Рис. 6. Температурные зависимости параметра порядка в системе $Mn_{1-x}Rh_xSi$. Экспериментальные данные взяты из работ [13,34]. Кривая *1* — концентрационная зависимость температуры Кюри в системе $Mn_{1-x}Rh_xSi$ по эксперименальным данным; *2* — ожидаемая зависимость $T_C(x)$ в результате влияния „отрицательного химического давления“.

4. Эффект увеличения температуры Кюри в фазе Гриффитса

Система $Mn_{1-x}Rh_xSi$ интересна не только как возможный пример реализации специфического типа фазы Гриффитса. Исходное нецентросимметричное соединение моносилицид марганца, MnSi, характеризуется спиральной магнитной структурой, обусловленной основным ферромагнитным обменом J и более слабым взаимодействием Дзялошинского–Мории с энергией D [36]. Моносилицид марганца имеет температуру Кюри ~ 30 K, причем период магнитной спирали равен $L \approx aJ/D \approx 18$ nm и существенно превышает постоянную решетки $a \approx 0.46$ nm [37,38]. Таким образом, на масштабах порядка а моносилицид марганца можно рассматривать как ферромагнетик. Как было показано в [35], введение родия в твердый раствор приводит к существенному росту T_C и исчезновению наблюдаемой в нейтронном рассеянии спиральной структуры. Этот результат говорит о том, что увеличение критической температуры магнитного перехода в данном случае может быть в первую очередь обусловлено ростом обменного взаимодействия $T_C \sim J$. Действительно, если взаимодействие Дзялошинского–Мории слабо изменяется при легировании, как это происходит в системе $Mn_{1-x}Fe_xSi$ [37], а типичные кластеры фазы Гриффитса имеют наноразмеры [4], то для $T_C \approx 250$ K (рис. 5) увеличение периода спирали L сделает исходный нецентросимметричный магнетик практически не отличающимся от ферромагнетика.

Рассмотрим данные по температурным зависимостям параметра порядка в системе $Mn_{1-x}Rh_xSi$, найденным в [13,34]. Из рис. 6 видно, что температура Кюри увеличивается при разбавлении магнитных атомов марганца немагнитными атомами родия от $T_C \approx 30$ K ($x = 0$) до $T_C \approx 200$ K ($x = 0.05$) и $T_C \approx 350$ K ($x = 0.8$). 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 (рис. 6, кривая *1*). Отметим, что для $T < 100$ K на температурных зависимостях параметра порядка возникает новый участок низкотемпературного роста, наиболее выраженный для образцов с $x = 0.1$, 0.4 и 0.8 (рис. 6). Эта низкотемпературная аномалия может быть обусловлена присутствием в образцах дополнительной низкотемпературной магнитной фазы [13], природа которой является предметом отдельного исследования, выходящего за рамки настоящей работы.

С точки зрения проблематики гриффитсовских фаз такое поведение выглядит весьма необычным, т. к. магнитный беспорядок должен не увеличивать, а уменьшать температуру магнитного перехода [1,2]. Поэтому представляет интерес рассмотреть возможные механизмы увеличения T_C у $Mn_{1-x}Rh_xSi$ и проанализировать магнитные взаимодействия, ответственные за это явление.

Известно, что приложение внешнего давления уменьшает постоянную решетки MnSi и одновременно подавляет магнитный переход [38]. Поскольку легирование родием приводит к увеличению постоянной решетки [35], прежде всего 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. „Отрицательное давление“ имеет химическую природу и реализуется путем введения различных примесей, увеличивающих постоянную решетки. При этом одновременно в систему вносится структурный и магнитный беспорядок. При таком „отрицательном химическом давлении“ могут одновременно действовать как возможный фактор роста T_C (поле деформаций, увеличивающих постоянную решетки), так и универсальный гриффитсовский механизм уменьшения температуры магнитного перехода.

Нами была выполнена оценка возможного влияния „отрицательного химического давления“ на магнитный переход $Mn_{1-x}Rh_xSi$ в пренебрежении влиянием беспорядка. Помимо работы [38], были использованы результаты [39] по влиянию легирования примесями алюминия, галлия и германия (которые также увеличивают постоянную решетки) на температуру Кюри у MnSi. Экстраполяция данных [38,39] на область значений постоянных решетки для образцов $Mn_{1-x}Rh_xSi$ [35] позволяет получить ожидаемую для этого механизма зависимость $T_C(x)$ (рис. 6, кривая *2*). Легко видеть, что даже без учета эффекта магнитного беспорядка, уменьшающего T_C, „отрицательное химическое давление“ дает

температуры ферромагнитного перехода, в 1.6–4.9 раза (на 130–160 K) меньшие экспериментальных значений (рис. 6, кривые *1* и *2*). При этом максимальное расхождение наблюдается у образца с $x = 0.05$, для которого изменение постоянной решетки находится в диапазоне, исследованном в [39] для образцов с „отрицательным химическим давлением“.

Экзотическое усиление ферромагнетизма и рост температуры Кюри хорошо известны в случае полупроводников, легированных магнитными примесями, например, Si⟨Mn⟩. Несмотря на то, что согласно теоретическим моделям, дырочное легирование, связанное с примесью марганца, должно увеличивать T_C [40], в эксперименте максимальное значение температуры магнитного перехода в пленках Si⟨Mn⟩ возникает при минимальном содержании марганца [41]. Очевидно, что такая ситуация напоминает случай $Mn_{1-x}Rh_xSi$, где максимальные значения T_C наблюдаются у образцов с большой концентрацией родия (рис. 6), т. е. в разбавленном случае.

Альтернативный механизм усиления магнитного взаимодействия для Si⟨Mn⟩ был предложен в работах [42,23], согласно которым рост 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 механизму Рудермана–Киттеля–Касуйи–Иосиды (РККИ) с $T_{C0} \approx 10$ K. Однако сильные спиновые флуктуации изменяют зависимость обменного интеграла J от расстояния между локализованными магнитными моментами. 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: $T_C = \sqrt{T_{C0}W}$ [42,43]. Учитывая, что $W \approx 10^4$ K, следует ожидать значений $T_C \approx 300$ K 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, связанные с образованием спин-поляронных состояний [13,44]. Однако остается неясным, в какой мере результаты [42,43] могут быть обобщены на случай других магнетиков и использованы для количественных оценок в случае $Mn_{1-x}Rh_xSi$.

5. Заключение

В настоящей работе рассмотрена простая модель ферромагнитной фазы Гриффитса, в которой основной магнитный беспорядок в спиновых кластерах обусловлен дисперсией локальных магнитных полей со степенно́й функцией распределения. Сравнение с экспериментом показывает, что неупорядоченный магнетик данного типа может возникать в различных ферромагнитных материалах. Ярким проявлением (и подтверждением) такого гриффитсовского состояния могут служить степенные полевые зависимости намагниченности в ферромагнитной фазе, которые можно наблюдать в широких диапазонах изменения температуры и магнитного поля. Данная особенность магнитных свойств гриффитсовской кластерной системы не связана с аномальным поведением намагниченности отдельного кластера, а возникает в результате обусловленной беспорядком модификации интегральных характеристик неупорядоченного ферромагнетика. Анализ степенных полевых зависимостей намагниченности позволяет построить параметр порядка для ферромагнитного состояния в фазе Гриффитса и определить критическую температуру магнитного перехода. Необходимо отметить, что и особенности намагниченности в ферромагнитном состоянии, и аномалии магнитных свойств в парамагнитной фазе описываются в рамках одной и той же функции распределения локальных полей и не связаны 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.

Нам удалось показать, что основанная на простой модели схема анализа экспериментальных данных сохраняется и для случая, когда температура Кюри является случайной величиной, имеющей функцию распределения гауссовского типа, в т. ч. со значительной дисперсией. В этом случае наша модель позволяет надежно определить температуру, при которой имеет место максимум функции распределения. Этот результат существенно расширят область возможного применения предлагаемой модели гриффитсовской фазы для описания различных экспериментальных объектов.

Интересно, что оценка максимальной величины локальных магнитных полей H_m из экспериментальных данных для твердых растворов $Mn_{1-x}Rh_xSi$ показывает, что этот параметр должен изменяться в диапазоне десятков тесла. Отметим, что для родственных нецентросимметричных магнетиков $Mn_{1-x}Fe_xSi$ выполненное ранее исследование магнитных свойств показало, что фаза Гриффитса в этом материале характеризуется степенными полевыми зависимостями намагниченности, не имеющими насыщения вплоть до 50 T [45]. Этот результат не только согласуется с результатами настоящей работы, но и демонстрирует важность и перспективность исследования ферромагнитных фаз Гриффитса в сверхсильных магнитных полях.

Рассмотренная нами модель и ее сравнение с экспериментом не только расширяют стандартную парадигму фаз Гриффитса, но и представляют интерес с точки

зрения развития теории критических явлений. Действительно, с середины 1970-х гг., следуя работе Имри и Ма [46], принято считать, что даже бесконечно слабое (но ненулевое) случайное локальное поле полностью разрушает магнитный переход в любом пространстве с числом измерений, меньшим или равным четырем. Однако мы видим, что и хорошо определенная экспериментально 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 твердых 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 $29\,\mathrm{K}$ $(x = 0)$ до $\sim 350\,\mathrm{K}$ $(x = 0.8)$. Обнаруженный гигантский (в 12 раз) рост температуры магнитного перехода, по-видимому, представляет определенный вызов для теории. Мы показали, что такой эффект нельзя объяснить с помощью „отрицательного химического давления“. Возможно, что будущее объяснение увеличения температуры Кюри будет связано с развитием моделей, опирающихся на кластеризацию магнитной подсистемы и изменение зависимости обменного интеграла от пространственных координат в условиях сильных спиновых флуктуаций [42,43]. В этом случае именно фаза Гриффитса фактически оказывается причиной усиления ферромагнитных свойств, но лишь при условии появления нового механизма магнитного взаимодействия.

Поскольку для фаз Гриффитса характерны спиновые кластеры наноразмера, то можно ожидать, что исследование магнетизма на нанометровой шкале окажется перспективным направлением для изучения различных неупорядоченных магнетиков. Вероятно, решение данной задачи потребует развития новых теоретических и экспериментальных методов, которые дадут новый импульс развитию физики магнитных явлений.

Благодарности

Автор признателен В.В. Бражкину, В.Н. Рыжову и А.К. Звездину за полезные обсуждения.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке грантом Российского научного фонда РНФ 22-12-00008-П.

Конфликт интересов

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

[1] R.B. Griffiths. Phys. Rev. Lett. **23**, *1*, 17 (1969).
[2] A.J. Bray. Phys. Rev. Lett. **59**, it5, 586 (1987).
[3] D.S. Fisher. Phys. Rev. B **51**, *10*, 6411 (1995).
[4] С.В. Демишев. ФТТ **51**, *3*, 514 (2009). [S.V. Demishev. Phys. Solid State **51**, *3*, 547 (2009).]
[5] D. Brady, J. Bender, P. Mischke, S. Ohler, T. Niederprüm, H. Ott, M. Fleischhauer. Phys. Rev. Res. **6**, *1*, 013052 (2024).
[6] M.E.W. Reed, Z.S. Smith, A. Dewan, S.L. Rolston. Phys. Rev. A **99**, *6*, 063611 (2019).
[7] Y. Yahalom, N.M. Shnerb. Phys. Rev. Lett. **122**, *10*, 108102 (2019).
[8] M.A. Amaral, M.M. de Oliveira. Phys. Rev. E **104**, *6*, 064102 (2021).
[9] R. Juhász, I. Kovács, F. Iglói. Phys. Rev. E **91**, *3*, 032815 (2015).
[10] M.B. Salamon, P. Lin, S.H. Chun. Phys. Rev. Lett. **88**, *19*, 197203 (2002).
[11] A.K. Pramanik, A. Banerjee. Phys. Rev. B **81**, *2*, 024431 (2010).
[12] R.S. Silva Jr, J.F.D. Fontes, N.S. Ferreira, R.S. Gonçalves, M.E.H. Maia da Costa, P. Barrozo. J. Magn. Magn. Mater. **546**, 168851 (2022).
[13] С.В. Демишев, В.Н. Краснорусский, А.Е. Оськин, А.В. Боков, И.П. Зибров, Д.А. Саламатин, А.В. Семено, В.А. Сидоров, П.В. Энкович, В.В. Бражкин, А.В. Цвященко. ПЖЭТФ **121**, *2*, 121 (2025). [S.V. Demishev, V.N. Krasnorussky, A.E. Os'kin, A.V. Bokov, I.P. Zibrov, D.A. Salamatin, A.V. Semeno, V.A. Sidorov, P.V. Enkovich, V.V. Brazhkin, A.V. Tsvyashchenko. JETP Lett. **121**, *2*, 111 (2025).]
[14] С.В. Демишев. Доклады РАН. Физика. Технические науки **521**, *1*, 31 (2025). [S.V. Demishev. Doklady Phys. **521**, *1*, 31 (2025).]
[15] V.N. Krivoruchko, M.A. Marchenko, Y. Melikhov. Phys. Rev. B **82**, *6*, 064419 (2010).
[16] R. Pahari, B. Balasubramanian, R. Pathak, M.C. Nguyen, S.R. Valloppilly, R. Skomski, A. Kashyap, C.-Z. Wang, K.-M. Ho, G.C. Hadjipanayis, D.J. Sellmyer. Phys. Rev. B **99**, *18*, 184438 (2019).
[17] R.M. Eremina. Appl. Magn. Reson. **56**, *5*, 559 (2025).
[18] N.K. Singh, D. Paudyal, Ya. Mudryk, V.K. Pecharsky, K.A. Gschneidner Jr. Phys. Rev. B **81**, *18*, 184414 (2010).
[19] A. Ślebarski, J. Goraus, M. Fijałkowski. Phys. Rev. B **84**, *7*, 075154 (2011).
[20] A.K. Pathak, D. Paudyal, W.T. Jayasekara, S. Calder, A. Kreyssig, A.I. Goldman, K.A. Gschneidner Jr, V.K. Pecharsky. Phys. Rev. B **89**, *22*, 224411 (2014).
[21] A.K. Pathak, D. Paudyal, Y. Mudryk, K.A. Gschneidner Jr, V.K. Pecharsky. Phys. Rev. B **94**, *22*, 224406 (2016).
[22] A. Harbi, Y. Le Godec, H. Moutaabbid, S. Benmokhtar, M. Moutaabbid. Phys. Rev. B **104**, *5*, 054404 (2021).
[23] R.S. Silva Jr, C. Santos, T.M. Escote, B.F.O. Costa, N.O. Moreno, S.P.A. Paz, R.S. Angélica, N.S. Ferreira. Phys. Rev. B **106**, *13*, 134439 (2022).
[24] I. Fita, I.O. Troyanchuk, T. Zajarniuk, A. Wisniewski, R. Puzniak. Phys. Rev. B **101**, *22*, 224433 (2020).

[25] W. Wang, J. Fan, X. Zhong, C. Ma, Y.-E Yang, D. Hu, F. Qian, Y. Zhu, C. Wang, H. Yang. J. Magn. Magn. Mater. **529**, 167868 (2021).
[26] K. Singh, Y. Bitla, N. Panwar. J. Magn. Magn. Mater. **591**, 171716 (2024).
[27] X. Ji, Y. Zhang, X. Wang, Y. Liu. J. Magn. Magn. Mater. **519**, 167455 (2021).
[28] A. Schroeder, S. Ubaid-Kassis, T. Vojta. J. Phys.: Condens. Matter **23**, *9*, 094205 (2011).
[29] R. Wang, A. Gebretsadik, S. Ubaid-Kassis, A. Schroeder, T. Vojta, P.J. Baker, F.L. Pratt, S.J. Blundell, T. Lancaster, I. Franke, J.S. Möller, K. Page. Phys. Rev. Lett. **118**, *26*, 267202 (2017).
[30] Ш. Ма. Современная теория критических явлений. Мир, М. (1980). 298 с. [S. Ma. Modern Theory of Critical Phenomena. W.A Benjamin, Advanced Book, Reading, Mass. (1976).]
[31] S.V. Demishev, A.V. Semeno, A.V. Bogach, N.A. Samarin, T.V. Ishchenko, V.B. Filipov, N.Y. Shitsevalova, N.E. Sluchanko. Phys. Rev. B **80**, *24*, 245106 (2009).
[32] С.В. Демишев, А.Л. Чернобровкин, В.В. Глушков, А.В. Григорьева, Е.А. Гудилин, Н.Е. Случанко, Н.А. Самарин, А.В. Семено. ПЖЭТФ **91**, *1*, 12 (2010). [S.V. Demishev, A.L. Chernobrovkin, V.V. Glushkov, A.V. Grigor'eva, E.A. Gudilin, N.E. Sluchanko, N.A. Samarin, A.V. Semeno. JETP Lett. **91**, *1*, 10 (2010).]
[33] С.В. Вонсовский. Магнетизм. Наука, М. (1975). 1032 с.
[34] В.Н. Краснорусский, С.В. Демишев, А.В. Боков, Д.А. Саламатин, А.В. Семено, А.Е. Оськин, В.В. Бражкин, А.В. Цвященко. В сб. Совещание по физике низких температур: тезисы Международной конф. ФНТ-2024, 3–7 июня 2024 г. / Под ред. Б.Б. Страумала. ИФТТ РАН, Черноголовка (2024). С. 79
[35] V.N. Krasnorussky, A.V. Bokov, Z.N. Volkova, A.P. Gerashchenko, N.M. Chtchelkatchev, M.V. Magnitskaya, D.O. Skanchenko, E.V. Altynbaev, I.V. Alferev, D.A. Salamatin, V.A. Sidorov, A.V. Semeno, V.V. Brazhkin, A.V. Tsvyashchenko. Phys. Rev. Mater. **8**, *12*, 124405 (2024).
[36] P. Bak, M.H. Jensen. J. Phys. C: Solid State Phys. **13**, *31*, L881 (1980).
[37] S.V. Grigoriev, V.A. Dyadkin, E.V. Moskvin, D. Lamago, Th. Wolf, H. Eckerlebe, S.V. Maleyev. Phys. Rev. B **79**, *14*, 144417 (2009).
[38] P. Dalmas de Réotier, A. Yaouanc, D. Andreica, R. Gupta, R. Khasanov, G. Lapertot. Phys. Rev. Lett. **133**, *23*, 236502 (2024).
[39] C. Dhital, M.A. Khan, M. Saghayezhian, W.A. Phelan, D.P. Young, R.Y. Jin, J.F. DiTusa. Phys. Rev. B **95**, *2*, 024407 (2017).
[40] K. Sato, L. Bergqvist, J. Kudmovský, P.H. Dederichs, O. Erikson, I. Turek, B. Sanyal, B. Bouzerar, H. Katayama-Yoshida, V.A. Dinh, T. Fukushima, H. Kizaki, R. Zeller. Rev. Mod. Phys. **82**, *2*, 1633 (2010).
[41] V. Ko, K.L. Teo, T. Liew, T.C. Chong, M. MacKenzie, I. MacLaren, J.N. Chapman. J. Appl. Phys. **104**, *3*, 033912 (2008).
[42] V.N. Men'shov, V.V. Tugushev, S. Caprara, E.V. Chulkov. Phys. Rev. B **83**, *3*, 035201 (2011).
[43] B.A. Aronzon, V.V. Rylkov, S.N. Nikolaev, V.V. Tugushev, S. Caprara, V.V. Podolskii, V.P. Lesnikov, A. Lashkul, R. Laiho, R.R. Gareev, N.S. Perov, A.S. Semisalova. Phys. Rev. B **84**, *7*, 075209 (2011).
[44] С.В. Демишев. УФН **194**, *1*, 23 (2024). [S.V. Demishev. Phys. — Usp. **67**, *1*, 22 (2024).]
[45] S.V. Demishev, A.N. Samarin, J. Huang, V.V. Glushkov, I.I. Lobanova, N.E. Sluchanko, N.M. Chubova, V.A. Dyadkin, S.V. Grigoriev, M.Y. Kagan, J. Vanacken, V.V. Moshchalkov. JETP Lett. **104**, *2*, 116 (2016).
[46] Y. Imry, S. Ma. Phys. Rev. Lett. **35**, *21*, 1399 (1975).

Редактор Е.В. Толстякова