

Неравновесные эффекты старения в критическом поведении структурно неупорядоченных планарных магнетиков

П. В. Прудников¹⁾, В. В. Прудников, И. С. Попов

Омский государственный университет им. Достоевского, 644077 Омск, Россия

Поступила в редакцию 20 февраля 2015 г.

После переработки 16 марта 2015 г.

Осуществлено исследование методами Монте-Карло неравновесного критического поведения структурно неупорядоченных планарных магнетиков, описываемых двумерной XU -моделью. Для систем, эволюционирующих из высокотемпературного неравновесного начального состояния, проведено исследование влияния дефектов структуры на эффекты старения и нарушение флуктуационно-диссипативной теоремы для температур “замораживания” в низкотемпературной фазе. Впервые выявлены функциональные степенные зависимости предельных значений флуктуационно-диссипативного отношения от температуры.

DOI: 10.7868/S0370274X15080068

Эффекты старения – это нетривиальные явления, возникающие в неравновесном поведении систем с медленной динамикой [1, 2]. При медленной эволюции из неравновесного начального состояния старение системы проявляется в замедлении релаксационных процессов при увеличении времени, прошедшего с момента приготовления образца (его “возраста”), и сопровождается нарушением флуктуационно-диссипативной теоремы [3]. Исследование неравновесных процессов в магнитных материалах вызывает в последнее время значительный интерес [4]. Особое место среди магнитных материалов занимают низкоразмерные системы благодаря широкому спектру их технологических применений, в частности возможности повышения плотности записи информации на магнитных носителях [5–7]. Однако понижение размерности магнетиков сопровождается ростом флуктуаций спиновой плотности, проявлением эффектов критического замедления и “памяти” в неравновесном поведении низкоразмерных магнитных систем [8].

Широкий класс планарных магнетиков описывается двумерной XU -моделью, в рамках которой может быть рассмотрено поведение целого ряда физических систем (см. обзор [9]). Топологический фазовый переход Березинского–Костерлица–Таулесса в двумерной XU -модели физически связан с диссоциацией связанных пар вихрь–антивихрь (см. рис. 1) в точке перехода и проявляется в виде смены пространственной зависимости корреляционной функ-

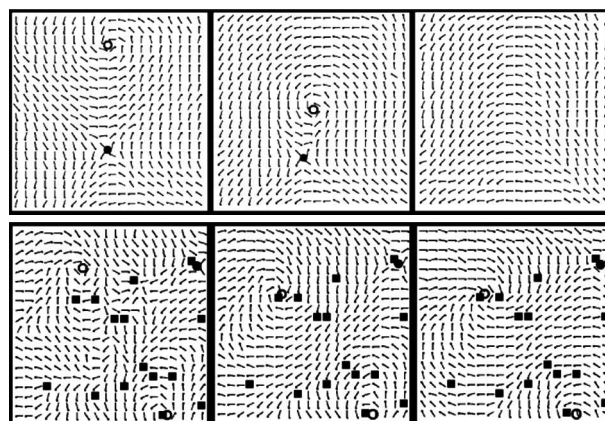


Рис. 1. Неравновесный процесс аннигиляции пары вихрь–антивихрь (открытые и закрытые кружки соответственно) на временных этапах 300, 400, 500 MCS/спин (шаг Монте-Карло на спин) (верхний ряд). Неравновесный процесс пиннинга вихревых возбуждений на дефектах структуры (закрытые квадраты): 250, 400, 2000 MCS/спин (нижний ряд)

ции [10]. Если статические свойства двумерной XU -модели можно считать достаточно хорошо изученными, то исследование неравновесного критического поведения таких систем и влияния на него структурного беспорядка остается актуальной задачей. Ожидается возникновение особенностей в неравновесном критическом поведении планарных магнитных систем, описываемых двумерной XU -моделью, связанных с явлением пиннинга вихрей и антивихрей, а также их пар в низкотемпературной фазе на дефектах структуры (рис. 1).

¹⁾e-mail: prudnikp@univer.omsk.su

Важной особенностью фазового перехода Березинского–Костерлица–Таулесса в двумерной XY-модели является то, что в низкотемпературной фазе каждая температура становится критической, т.е. наблюдается непрерывный каскад фазовых переходов второго рода. Это позволяет провести определенную аналогию между неравновесными эффектами в двумерной XY-модели и поведением спинового стекла [11–13]. Впервые представления о эффектах старения были введены при исследовании низкотемпературного поведения спиновых стекол [14–16].

Как известно [1, 2], особенности неравновесного поведения в системах с медленной динамикой, в частности явление старения, связаны с проявлением двухвременной зависимости таких характеристик системы, как корреляционная функция $C(t, t_w)$ и функции отклика $R(t, t_w)$, определяемых соотношениями

$$\begin{aligned} C(t, t_w) &= \frac{1}{V} \int d^d x [\langle S(x, t) S(x, t_w) \rangle - \\ &\quad - \langle S(x, t) \rangle \langle S(x, t_w) \rangle], \\ R(t, t_w) &= \frac{1}{V} \int d^d x \left. \frac{\delta \langle S(x, t) \rangle}{\delta h(x, t_w)} \right|_{h=0}, \end{aligned} \quad (1)$$

где угловые скобки соответствуют процедуре статистического усреднения, а квадратные – процедуре усреднения по различным примесным конфигурациям для структурно неупорядоченной системы. Временная переменная t_w характеризует возраст образца. Она называется временем ожидания. При неравновесных процессах эти динамические функции зависят не только от разности $t - t_w$, но и от каждой временной переменной в отдельности при $t - t_w$ и t_w , много меньших времени релаксации t_{rel} системы.

Флуктуационно-диссипативная теорема (ФДТ) связывает равновесные функцию отклика $R(t, t_w) = R_{\text{eq}}(t - t_w)$ и корреляционную функцию $C(t, t_w) = C_{\text{eq}}(t - t_w)$ для времен $t > t_w \gg t_{\text{rel}}$:

$$TR_{\text{eq}}(t) = -\frac{dC_{\text{eq}}(t)}{dt}. \quad (2)$$

Для систем с медленной динамикой вводится обобщение ФДТ для описания неравновесных процессов через задание флуктуационно-диссипативного отношения (ФДО) [2]:

$$X(t, t_w) = \frac{TR(t, t_w)}{\partial_{t_w} C(t, t_w)}. \quad (3)$$

В соответствии с (2) и (3) в состоянии равновесия $X(t > t_w \gg t_{\text{rel}}) = 1$.

В неравновесном состоянии при проявлении эффектов старения $X(t, t_w) \neq 1$. Вводимое предельное значение ФДО

$$X^\infty = \lim_{t_w \rightarrow \infty} \lim_{t \rightarrow \infty} X(t, t_w) \quad (4)$$

становится новой универсальной характеристикой неравновесного поведения различных систем [17].

Определение X^∞ позволяет ввести понятие эффективной температуры T_{eff} [18]:

$$T_{\text{eff}} = \frac{T}{X^\infty}, \quad (5)$$

как характеристики, задающей направление тепловых потоков при установлении равновесия в системе. Временная зависимость T_{eff} может быть непосредственно измерена для систем со “стекольной” фазой [19] в процессе их неравновесной эволюции. Важность определения T_{eff} для структурно неупорядоченных систем обусловлена тем, что T_{eff} характеризует флуктуации локальной критической температуры при неравновесных процессах, возникающие за счет сильного взаимодействия флуктуаций спиновой плотности через поле дефектов структуры [20].

В настоящей работе гамильтониан неупорядоченной системы был задан в виде

$$H = -J \sum_{\langle i, j \rangle} p_i p_j \mathbf{S}_i \mathbf{S}_j, \quad (6)$$

где $J > 0$ – обменный интеграл, \mathbf{S}_i – плоский классический спин, связанный с i -м узлом двумерной решетки, p_i – числа заполнения: $p_i = 1$, если в i -м узле решетки находится спин, и $p_i = 0$, если в узле находится дефект.

Функция отклика $R(t, t_w)$ не может быть непосредственно измерена экспериментально или получена методами компьютерного моделирования. Более удобной величиной является интегральная характеристика – динамическая восприимчивость:

$$\chi(t, t_w) = \int_{t_w}^t dt' R(t, t'), \quad (7)$$

Методами Монте-Карло восприимчивость $\chi(t, t_w)$ для двумерной системы может быть рассчитана на основе следующего соотношения:

$$\chi(t, t_w) = \frac{1}{L^2 h^2} \sum_i \overline{\langle \mathbf{h}_i(t_w) \mathbf{S}_i(t) \rangle}, \quad (8)$$

где h_i – малое случайное бимодальное магнитное поле, черта сверху обозначает процедуру усреднения по различным реализациям магнитного поля на узлах решетки.

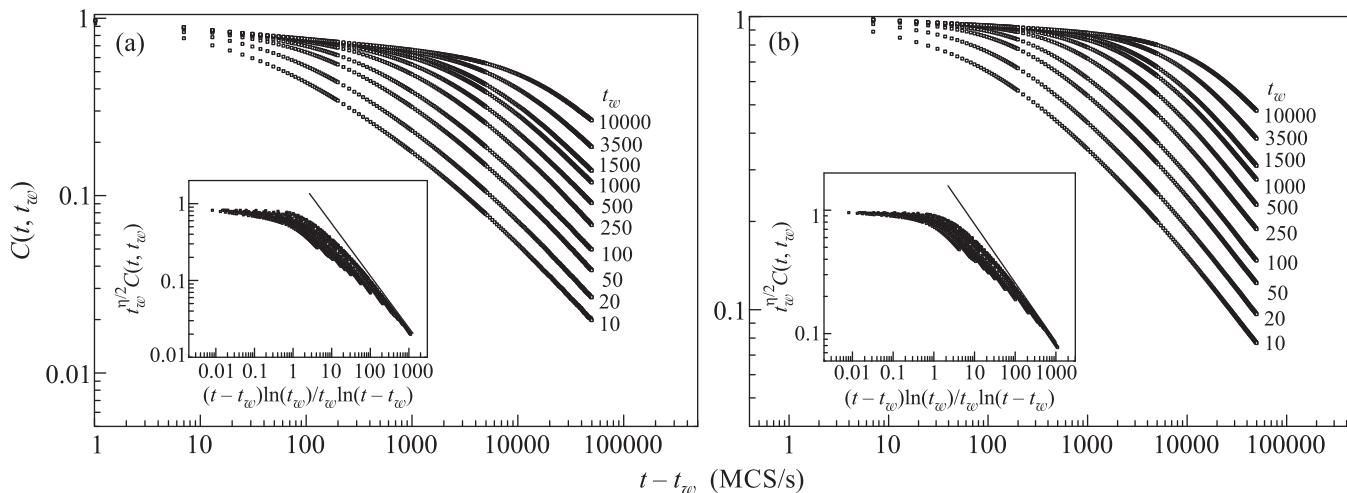


Рис. 2. Двухвременная зависимость автокорреляционной функции системы с $p = 0.9$ и $T = 0.4$ (а) и $p = 0.8$ и $T = 0.1$ (б). На вставках представлены зависимости $t_w^{7/2} C(t, t_w)$ от $(t - t_w) \ln(t_w)/t_w \ln(t - t_w)$ для демонстрации скейлинговой формы (12) автокорреляционной функции

В работе осуществлялось исследование временно-го поведения автокорреляционной функции

$$C(t, t_w) = \left\langle \left\langle \frac{1}{pL^2} \sum_i p_i \mathbf{S}_i(t) \mathbf{S}_i(t_w) \right\rangle \right\rangle \quad (9)$$

и обобщенной восприимчивости

$$\chi(t, t_w) = \left\langle \left\langle \frac{1}{pL^2 h^2} \sum_i p_i \mathbf{h}_i \mathbf{S}_i(t) \right\rangle \right\rangle, \quad (10)$$

где p задает концентрацию спинов на квадратной решетке с линейным размером L . При расчете χ флуктуационно-диссипативное отношение $X(t, t_w)$ (3) в соответствии с (7) определялось следующим выражением:

$$X(t, t_w) = T \frac{\partial \chi(t, t_w)}{\partial t_w} \left[\frac{\partial C(t, t_w)}{\partial t_w} \right]^{-1} = \frac{\partial [T \chi(t, t_w)]}{\partial C(t, t_w)}. \quad (11)$$

Концентрации спинов выбирались равными $p = 1.0, 0.9$ и 0.8 . Моделирование осуществлялось в низкотемпературной фазе Березинского при температурах “замораживания” $T < T_{\text{ВКТ}}(p)$ [21] с использованием алгоритма Метрополиса, адекватно задающего критическую динамику модели с односпиновыми переворотами [22]. Системе задавался старт из начального неравновесного высокотемпературного состояния с начальным значением намагниченности $m_0 \ll 1$, которое приготавливалось при температуре $T_0 \gg T_{\text{ВКТ}}(p)$. Для исследования неравновесных характеристик системы рассматривалась решетка с линейным размером $L = 256$. В качестве единицы времени в работе используется шаг Монте-Карло на

спин (MCS/спин), под которым понимается $N = pL^2$ переворотов спинов в единицу времени. Для получения двухвременных зависимостей моделирование проводилось для 16 различных значений времени ожидания: $t_w = 10, 20, 30, 40, 50, 100, 250, 500, 1000, 1500, 2000, 3500, 4000, 4500, 5000$ и 10000 MCS/спин, при временах наблюдения $t - t_w = 50000$ MCS/спин. Исследование двухвременной зависимости обобщенной восприимчивости системы осуществлялось с использованием метода малых случайных полей [23]. Для этого в момент t_w к гамильтониану (6) добавлялось слагаемое вида $\sum_i^N p_i \mathbf{S}_i \mathbf{h}_i$, где амплитуда h бимодального случайного поля $h_i = \pm h$ была выбрана равной 0.04 . Использование данного метода требует проведения расчетов для каждого времени ожидания t_w отдельно. При моделировании “чистой” системы с $p = 1$ проводилось статистическое усреднение по 6000 прогонок. При моделировании структурно неупорядоченной XY-модели усреднение вычисляемых величин проводилось по 3000 примесных конфигураций и 15 статистическим прогонок для каждой примесной конфигурации.

Полученные двухвременные зависимости для автокорреляционной функции (рис. 2) явно демонстрируют замедление релаксационных процессов с увеличением t_w . Данные эффекты старения, проявляющиеся на временах $t - t_w \simeq t_w$, усиливаются с увеличением концентрации дефектов структуры. На больших временах наблюдения ($t - t_w \gg t_w \gg 1$) поведение автокорреляционной функции характеризуется более быстрым, чем в режиме старения, степенным режимом спада: $C(t, t_w) \sim (t/t_w)^{-\Delta_c}$. Было выявлено, что с ростом концентрации дефектов нача-

ло степенного режима сдвигается в область больших времен наблюдения.

Для получения величины флуктуационно-диссипативного отношения $X(t, t_w)$ (11) строились параметрические зависимости $T\chi$ от C , представленные на рис. 3.

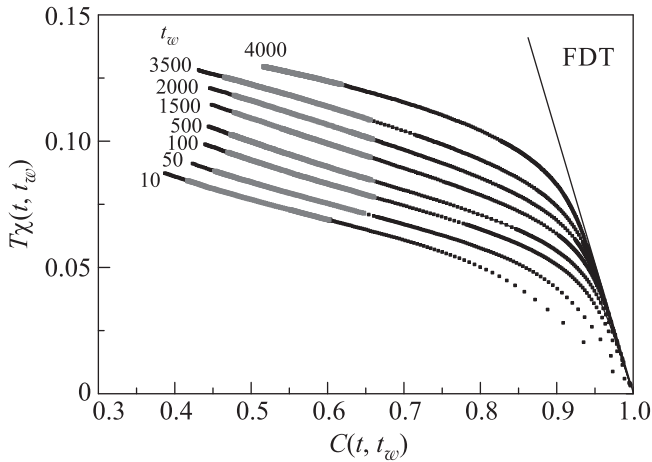


Рис. 3. Параметрическая зависимость восприимчивости от автокорреляционной функции системы для системы с концентрацией спинов $p = 0.9$ и температурой $T = 0.1$

Для двумерной системы автокорреляционная функция в неравновесном критическом состоянии характеризуется следующей скейлинговой формой

$$C(t, t_w) = t_w^{-\eta(T,p)/2} \Phi[\xi(t - t_w)/\xi(t_w)], \quad (12)$$

где η – критический индекс Фишера, $\xi(t)^2 \sim t / \ln t$ – корреляционная длина системы с модифицированными эффектами взаимодействия вихрей временной зависимостью [24].

Для определения скейлингового поведения автокорреляционной функции (12) были рассчитаны значения критического индекса Фишера для всех рассматриваемых концентраций спинов p и температур. При этом использовалась размерная зависимость $\langle m^2 \rangle \sim L^{-\eta(T,p)}$. Линейные размеры системы L выбирались в интервале 4–128. Температурные зависимости вычисленных значений индекса Фишера для различных концентраций p представлены на рис. 4. Видно, что рост концентрации дефектов приводит к увеличению критического индекса Фишера, хотя концентрационное влияние значительно слабее температурного.

Для подтверждения скейлинговой зависимости автокорреляционной функции (12) было осуществлено построение зависимости $t_w^{\eta/2} C(t, t_w)$ от $(t - t_w) \ln t_w / t_w \ln(t - t_w)$. Полученные результаты (см.

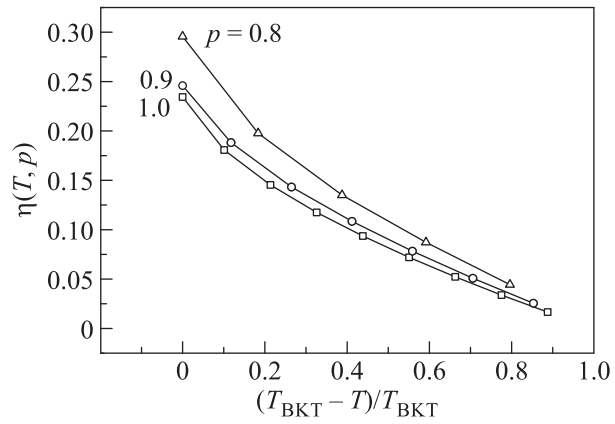


Рис. 4. Температурные зависимости критического индекса Фишера η для различных спиновых концентраций p . Значения погрешностей меньше размера символов

вставки к рис. 2) демонстрируют “коллапс” на долговременном этапе эволюции с $t - t_w \gg t_w \gg 1$ для различных t_w на соответствующих $p = 0.8, T = 0.1$ и $p = 0.9, T = 0.4$ универсальных кривых, отвечающих скейлинговой функции $\Phi[\xi(t - t_w)/\xi(t_w)]$ в (12).

Предельное флуктуационно-диссипативное отношение (4) является универсальной характеристикой неравновесного критического поведения. Поэтому определение значений ФДО должно производиться на временных участках с $t - t_w \gg t_w \gg 1$, где реализуется скейлинговое поведение $C(t, t_w)$. Так, значения $X(t_w)$ определялись нами из зависимостей $T\chi(t, t_w)$ от $C(t, t_w)$ (рис. 3) в пределе $C \rightarrow 0$ на временных участках, на которых имела место скейлинговая зависимость для автокорреляционной функции (12). На рис. 3 и 5 данные участки выделены серым цветом. Были получены значения $X(t_w)$ для различных времен ожидания t_w (рис. 6). Затем к ним была применена экстраполяция с $t_w \rightarrow \infty$, т.е. $1/t_w \rightarrow 0$, с целью получения искомого предельного значения ФДО X^∞ . Для $p = 0.8$ полученные в результате экстраполяции значения X^∞ для различных температур в низкотемпературной фазе приведены на рис. 6. Итоговые зависимости флуктуационно-диссипативного отношения X^∞ от температуры для различных спиновых концентраций представлены на рис. 7.

На основе анализа полученных значений $X^\infty(p, T) \leq T_{\text{BKT}}(p)$ можно сделать вывод о том, что влияние структурного беспорядка приводит к увеличению предельного флуктуационно-диссипативного отношения X^∞ с ростом концентрации дефектов для одинаковых температур “замораживания” $T \leq T_{\text{BKT}}(p)$.

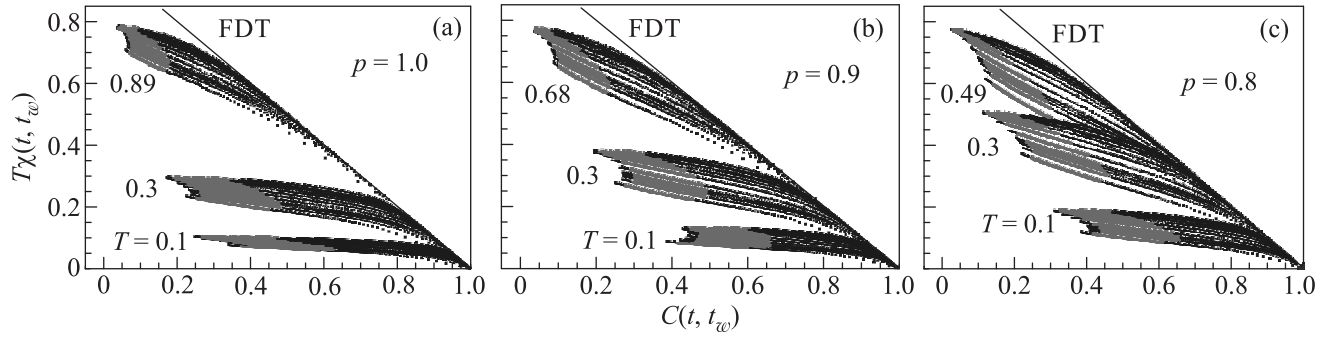


Рис. 5. Параметрическая зависимость восприимчивости от автокорреляционной функции системы для различных температур и спиновых концентраций. Серым цветом выделены участки, на которых наблюдается скейлинговая зависимость для $C(t, t_w)$

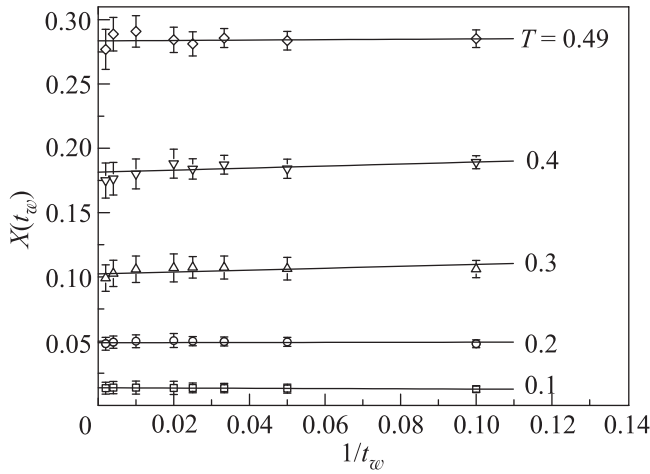


Рис. 6. Получение значений предельного ФДО $X^\infty(T)$ для системы со спиновой концентрацией $p = 0.8$ путем экстраполяции $X(t_w)$ при $t_w^{-1} \rightarrow 0$

При заданной температурой зависимости предельного ФДО в виде $X^\infty \sim T^\lambda$ показатель температурной зависимости $\lambda(p)$ для различных концентраций примеси принимает следующие значения: $\lambda(p = 1.0) = 1.988(23)$, $\lambda(p = 0.9) = 1.848(22)$ и $\lambda(p = 0.8) = 1.838(31)$. Экстраполяция полученных температурных зависимостей для $X^\infty(p, T) \leq T_{\text{ВКТ}}(p)$ при $T \rightarrow 0$ дает $\lim_{T \rightarrow 0} X^\infty = 0$ для всех рассмотренных примесных концентраций.

Отличие полученного в данной работе для “чистой” системы в точке перехода Березинского значения $X^\infty(p = 1.0, T_{\text{ВКТ}}) = 0.444(26)$ от аналитического значения $X^\infty(p = 1.0, T_{\text{ВКТ}}) = 0.5$, рассчитанного в безвихревом приближении [17], позволяет оценить вклад вихревой динамики в флуктуационно-диссипативное отношение. Полученные значения X^∞ для системы со структурным беспорядком, $X^\infty(p = 0.9, T_{\text{ВКТ}}) = 0.357(29)$ и

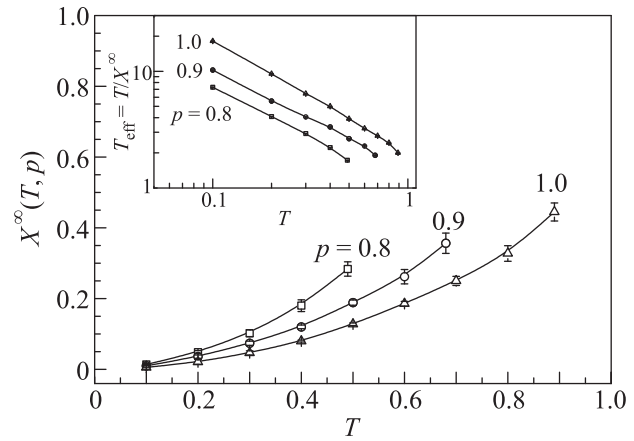


Рис. 7. Зависимости предельного ФДО X^∞ от температуры для систем с концентрациями спинов $p = 1.0, 0.9$ и 0.8 . На вставке – зависимости эффективной температуры $T_{\text{эфф}}$ системы от температуры для тех же спиновых концентраций p

$X^\infty(p = 0.8, T_{\text{ВКТ}}) = 0.284(20)$, свидетельствуют о существенном влиянии дефектов структуры на неравновесное критическое поведение системы.

В работе [25] проводилось исследование температурной зависимости ФДО для “чистой” системы. При этом для $X^\infty(T)$ была получена линейная зависимость вида $X^\infty(T) = 0.5T/T_{\text{ВКТ}}$. Однако для получения значений $X^\infty(T)$ при проведении экстраполяции $t_w \rightarrow \infty$ в [25] использовались только три значения времени ожидания: $t_w = 100, 300$ и 1000 MCS/спин. Нами для осуществления подобной экстраполяции использовалось более десяти значений t_w в широком диапазоне их изменения (от 10 до 10000 MCS/спин). Это позволило контролировать выход $X(t, t_w)$ на универсальный скейлинговый режим и корректно осуществить предельный переход к определению $X^\infty(T)$. Кроссоверные эффекты

в поведении $T\chi(C)$, а следовательно, и зависимости $X(t, t_w)$ заметно проявляются в области высоких температур, близких к $T_{\text{ВКТ}}(p)$, что наглядно демонстрирует рис. 5.

Для эффективной температуры $T_{\text{эф}} = T/X^\infty$ согласно ее определению (5) имеют место степенные температурные зависимости $T_{\text{эф}}(p) \sim T^{1-\lambda(p)}$, представленные на вставке к рис. 7. Можно сделать вывод, что с понижением температуры релаксационная динамика системы в фазе Березинского существенно замедляется. При этом проявление эффектов старения становится значительным. Наличие дефектов структуры приводит к дальнейшему усилению эффектов старения.

Итак, в результате проведенного нами численного исследования были впервые получены значения флуктуационно-диссипативного отношения для двумерной структурно неупорядоченной XY-модели во всей низкотемпературной фазе. Выявлены функциональные степенные зависимости предельного ФДО от температуры: $X^\infty(p, T \leq T_{\text{ВКТ}})(p) \sim T^{\lambda(p)}$. Определены значения показателя $\lambda(p)$ для ряда спиновых концентраций p . Установлено, что введение структурного беспорядка приводит к повышению предельного значения ФДО $X^\infty(p)$. Полученные результаты могут найти свое применение в экспериментальном исследовании неравновесных свойств критической динамики низкоразмерных магнетиков. Кроме того, они должны учитываться при создании приборов спинтроники на основе мультислойных магнитных структур.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект # 14-12-00562). Для проведения расчетов были использованы ресурсы суперкомпьютерного комплекса МГУ им. М.В. Ломоносова и межведомственного суперкомпьютерного центра РАН.

1. S. Ciliberto, R. Gomez-Solano, and A. Petrosyan, *Annu. Rev. Cond. Mat. Phys.* **4**, 11 (2013).
2. L. Berthier and J. Kurchan, *Nat. Phys.* **9**, 310 (2013).
3. Г. Н. Бочков, Ю. Е. Кузовлев, *УФН* **183**, 617 (2013).
4. R. Wiesendanger, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 1495 (2009).

5. R. F. L. Evans, W. J. Fan, P. Chureemart, T. A. Ostler, M. O. A. Ellis, and R. W. Chantrell, *J. Phys.: Cond. Mat.* **26**, 103202 (2014).
6. T. J. Fal, J. I. Mercer, M. D. Leblanc, J. P. Whitehead, M. L. Plumer, and J. van Ek, *Phys. Rev. B* **87**, 064405 (2013).
7. T. W. McDaniel, *J. Appl. Phys.* **112**, 013914 (2012).
8. А. Б. Дровосеков, Н. М. Крейнс, Д. И. Холин, А. В. Королев, М. А. Миляев, Л. Н. Ромашев, В. В. Устинов, *Письма в ЖЭТФ* **88**, 126 (2008).
9. С. Е. Коршунов, *УФН* **3**, 233 (2006).
10. В. Л. Березинский, *ЖЭТФ* **59** 907 (1970); В. Л. Березинский *Низкотемпературные свойства двумерных систем*, Физматлит, М. (2007).
11. K. Binder, A. P. Young, *Rev. Mod. Phys.* **58**, 801 (1986).
12. M. Mezard, G. Parisi, and M. Virasoro, *Spin-Glass theory and Beyond*, World Scientific, Singapore (1987), 461 p.
13. S. Franz, M. Mézard, G. Parisi, and L. Peliti, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1758 (1998).
14. M. Alba, M. Ocio, and J. Hammann, *Europhys. Lett.* **8**, 45 (1986).
15. E. J. Vincent and J. Hammann, *J. Phys. C* **20**, 2659 (1987).
16. *Ageing and the Glass Transition*, ed. by M. Henkel, M. Pleimling, R. Sanctuary, *Lect. Notes Phys.* Springer, Berlin Heidelberg (2007), v. 716, 349 p.
17. P. Calabrese and A. Gambassi, *J. Phys. A* **38**, R133 (2005).
18. L. F. Cugliandolo, *Phys. Rev. E* **55**, 3898 (1997).
19. N. Gnan, C. Maggi, G. Parisi, and F. Sciortino, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 035701 (2013).
20. L. F. Cugliandolo, *J. Phys. A: Math. Theor.* **44**, 483001 (2011).
21. P. V. Prudnikov and I. S. Popov, *J. Phys.: Conf. Ser.* **510**, 1742 (2014).
22. В. В. Прудников, П. В. Прудников, С. В. Алексеев, И. С. Попов, *ФММ* **115**, 1254 (2014).
23. L. Berthier, P. C. W. Holdsworth, and M. Sellitto, *J. Phys. A* **34**, 1805 (2001).
24. A. J. Bray, A. J. Briant, and D. K. Jervis, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1503 (2000).
25. S. Abriet and D. Karevski, *Eur. Phys. J. B* **37**, 47 (2004).