

Эффекты памяти в неравновесном критическом поведении двумерной XU -модели в низкотемпературной фазе Березинского

А. П. Попова¹⁾, И. С. Попов, С. П. Чемерис, В. В. Прудников, П. В. Прудников

Омский государственный университет им. Ф. М. Достоевского, 644077 Омск, Россия

Поступила в редакцию 31 марта 2023 г.

После переработки 6 мая 2023 г.

Принята к публикации 15 мая 2023 г.

Осуществлено Монте-Карло исследование неравновесных эффектов памяти в двумерной чистой и структурно неупорядоченной XU -модели в низкотемпературной фазе Березинского. Показаны особенности взаимосвязи эффектов памяти и старения. Выявлено качественно новое для эффектов памяти явление: притяжение динамических кривых автокорреляционной функции во временном диапазоне термодиклирования к динамическим зависимостям с исходной температурой. Показана уникальная реализация эффектов памяти как при термодиклированном замораживании, так и нагревании системы при условии, что температуры замораживания и нагревания находятся в низкотемпературной фазе Березинского. Осуществлен анализ влияния структурного беспорядка на эффекты памяти и выявлено их усиление в структурно неупорядоченной системе за счет усиления эффектов старения.

DOI: 10.31857/S123456782312011X, EDN: exfasy

Современное состояние статистической физики в области фазовых переходов определяется прежде всего изучением неравновесного критического поведения макроскопических объемных и низкоразмерных систем [1–6], что обусловлено их аномально медленной динамикой, характеризующейся возникновением эффектов старения и памяти, а также нарушением флуктуационно-диссипативной теоремы [2, 4]. Неравновесные эффекты старения проявляются в замедлении релаксационных и корреляционных процессов в системе с ростом возраста образца [1]. Эффекты старения в критической релаксации неупорядоченных статистических систем исследовались в работах [6–8]. Эффекты памяти в системах с медленной динамикой проявляются в возвращении временных зависимостей характеристик неравновесной релаксации к изначальным зависимостям и состояниям после кратковременного воздействия на систему [4]. При исследовании эффектов памяти в критических явлениях выбирается температурное воздействие в виде термодиклированного изменения состояния системы [9–11].

Понижение размерности системы и переход к системам с непрерывным вырождением сопровождается существенным усилением флуктуационных эффектов [12]. Особое место среди двумерных классических спиновых моделей статистической механики занимает двумерная XU -модель [12, 13].

В данной модели возникает топологический фазовый переход Березинского–Костерлица–Таулесса (БКТ) [14–18] при температуре $T_{\text{БКТ}}$. Низкотемпературная фаза Березинского при $T < T_{\text{БКТ}}$ характеризуется возникновением квазидальнего порядка и непрерывным множеством неподвижных точек ренорм-группового преобразования [13, 15], поэтому каждая температура в низкотемпературной фазе, вплоть до точки фазового перехода $T_{\text{БКТ}}$, является “подобием” критической точки. Природа неравновесных релаксационных процессов в двумерной XU -модели существенно зависит от ее начального состояния [19–21]: при эволюции из высокотемпературного начального состояния релаксация преимущественно вихревая, а из низкотемпературного начального состояния – спин-волновая.

Из-за непрерывного множества псевдокритических точек в низкотемпературной фазе исследование неравновесных процессов в двумерной XU -модели [4] вызывает особый интерес в связи с возможностью проявления эффектов медленной динамики в широком температурном диапазоне $T \leq T_{\text{БКТ}}$, а не только вблизи критической точки T_c , как в случае применения других классических моделей статистической физики [6, 7, 9–11]. Предсказываемое и наблюдаемое явление низкотемпературного огрубления в системах с дальним порядком при $T < T_c$ [22] характеризуется заметно более быстрым спаданием двухвременных характеристик – автокорреляционной функции и функции отклика, от време-

¹⁾e-mail: popova.theorphys@gmail.com

ни наблюдения и гораздо более слабыми эффектами старения, чем в данных системах при $T = T_c$, а тем более для двумерной ХУ-модели с очень медленной динамикой и долговременными эффектами старения при $T \leq T_{\text{ВКТ}}$. Эти свойства приводят к практически ненаблюдаемым эффектам долговременной памяти в системах с дальним порядком при температурах замораживания вне критической области. Данная особенность низкотемпературной фазы Березинского позволила осуществить исследование в двумерной ХУ-модели неравновесных эффектов старения и нарушения флуктуационно-диссипативной теоремы с учетом влияния температурного фактора [19–21]. Рассмотрение влияния структурного беспорядка приводит в двумерной ХУ-модели к возникновению эффекта пиннинга вихрей на дефектах структуры. В моделях с подвижными дефектами пиннинг вихрей может приводить и к обратному воздействию на структурный беспорядок, а именно, к неравновесному вихревому отжигу структурного беспорядка [23].

Возникновение эффектов памяти при термоциклировании в неравновесном критическом поведении ряда классических моделей статистической физики изучалось в работах [9–11]. Однако в случае существования в системе одной критической точки T_c , данные исследования были ограничены воздействием температурного замораживания, которое временно понижает температуру системы относительно критической температуры T_c , так как при нагревании таких систем эффектов памяти в них не возникает. В настоящей работе осуществлено исследование эффектов памяти в неравновесном поведении двумерной чистой и структурно неупорядоченной ХУ-модели при их релаксации из начального высокотемпературного состояния как при замораживании, так и нагревании относительно температуры T в низкотемпературной фазе, что является специфической особенностью данной модели. Выбор начального состояния связан с реализацией канонического старения в неравновесной динамике двумерной ХУ-модели при эволюции из высокотемпературного начального состояния [19, 21]. Релаксация системы из начального низкотемпературного состояния сопровождается реализацией явлений сверхстарения и субстарения [20], поэтому выбор такого начального состояния существенно искажает общую картину неравновесных эффектов памяти и в данной работе не рассматривается.

Эффекты памяти в медленной динамике системы проявляются в первую очередь как возвращение характеристик релаксации к исходным значениям после кратковременного внешнего воздействия, в ка-

честве которого в данной работе использовано термоциклирование как с охлаждением, так и нагреванием. Основной особенностью проявления эффектов памяти в двумерной ХУ-модели является переход процессов неравновесной релаксации системы из одной критической точки в другую. Из-за этого ожидается, что во временном диапазоне термоциклирования система, удаляясь от исходной неподвижной точки, будет притягиваться к другой неподвижной точке, соответствующей температуре термоциклирования, если она находится в низкотемпературной фазе Березинского. Подобное проявление неравновесных эффектов свойственно только двумерной ХУ-модели благодаря существованию низкотемпературной фазы Березинского.

Ожидается, что неравновесные эффекты старения и памяти будут демонстрировать взаимосвязь, что может проявиться в замедлении процесса восстановления критической релаксации системы после воздействия на систему. Поэтому исследование эффектов памяти в данной работе основано на анализе двухвременных зависимостей спин-спиновой автокорреляционной функции $C(t, t_w)$ [20]:

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

где угловые $\langle \dots \rangle$ и квадратные $[\dots]$ скобки соответствуют процедурам статистического усреднения и усреднения по различным конфигурациям распределения дефектов для структурно неупорядоченной системы.

Основное проявление эффектов медленной динамики в двухвременной зависимости $C(t, t_w)$ происходит в режиме старения на характерных временах $t - t_w \sim t_w$ [19–21]. Поэтому время t_1 начала термоциклирования выбрано равным времени ожидания $t_1 - t_w = t_w$, а продолжительность термоциклирования $t_2 - t_1$ была выбрана $t_2 - t_1 = t_w, 2t_w$ и $3t_w$. Термоциклирование осуществлялось как путем понижения температуры T системы при замораживании на величину $\Delta T = 0.5 T$, так и нагреванием на величину $\Delta T = T$, т.е. при изменении температуры системы во временном интервале термоциклирования в два раза. Необходимо отметить, что проявление эффектов памяти ожидается только, когда температуры замораживания T и термоциклирования $T + \Delta T$ находятся в низкотемпературной фазе Березинского с $T, T + \Delta T \leq T_{\text{ВКТ}}$.

Гамильтониан $H[\mathbf{S}]$ структурно неупорядоченной двумерной ХУ-модели в настоящей работе выбран в следующем виде

$$H[\mathbf{S}] = -\frac{J}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} p_i p_j \mathbf{S}_i \mathbf{S}_j, \quad (2)$$

где $\mathbf{S}_i$ – планарный классический спин единичной длины, связанный с i -м узлом двумерной квадратной решетки с линейным размером L ; p_i – число заполнения i -го узла: если $p_i = 1$, то в узле расположен спин, а если $p_i = 0$ – дефект структуры. Дефекты распределялись по решетке равномерно с вероятностью $1 - p$, где p – спиновая концентрация. Суммирование $\langle i, j \rangle$ проводится по всем парам ближайших соседей. Температура T измеряется в единицах обменного интеграла $J > 0$.

Моделирование неравновесного критического поведения двумерной ХУ-модели из начального высокотемпературного состояния в данной работе осуществляется с использованием алгоритма Метрополиса. Динамика, реализуемая алгоритмом Метрополиса, соответствует релаксационной критической динамике с несохраняющимся параметром порядка [19]. В качестве единицы времени используется шаг Монте-Карло на спин (MCS/s), под которым понимается $N = pL^2$ переворотов спинов в единицу времени. В настоящей работе выбраны значения спиновой концентрации $p = 1.0$ (чистая система), 0.9 и 0.8 (структурно неупорядоченная система). Для данных значений p спиновой концентрации существуют достаточно точно вычисленные значения температуры $T_{\text{ВКТ}}(p)$ фазового перехода БКТ, с использованием которых в работах [21] выполнены детальные исследования эффектов старения в двумерной ХУ-модели.

Системе задавался старт из начального высокотемпературного состояния со значением намагниченности $m_0 \ll 1$, которое приготавливалось при температуре $T_0 \gg T_{\text{ВКТ}}(p)$. Температуры системы выбирались в диапазоне $T \leq T_{\text{ВКТ}}(p)$ с $T/T_{\text{ВКТ}}(p) = 1.0, 0.5, 0.25$ и 0.125 . Времена ожидания t_w брались равными $100, 400, 1000$ и 2000 MCS/s. Время наблюдения $t - t_w$ было выбрано 10000 MCS/s, что позволило исследовать двухвременные зависимости $C(t, t_w)$ критической релаксации двумерной ХУ-модели для основных динамических режимов $t - t_w \ll t_w$ и $t - t_w \gg t_w$, между которыми наблюдается область динамического кроссовера $t - t_w \sim t_w$. Линейный размер системы $L = 256$ был выбран из соображений, что корреляционная длина $\xi(t) \ll L$ на рассматриваемых временах t , что позволяет выявить асимптотические свойства критической релаксации системы [21]. Статистическое усреднение динамических зависимостей для чистой системы проводилось по 3000 статистическим конфигурациям. При моделировании структур-

но неупорядоченной системы усреднение проводилось по 1000 конфигурациям распределения структурного беспорядка в системе и по 10 статистическим конфигурациям для каждой примесной конфигурации с концентрацией спинов p .

Рассчитанные с учетом процессов термоциклирования двухвременные динамические зависимости $C(t, t_w)$ критической релаксации двумерной ХУ-модели с различными спиновыми концентрациями p представлены на рис. 1. Они демонстрируют как особенности влияния понижения температуры системы $T = T_{\text{ВКТ}}(p)$ до температуры $T_{\text{ВКТ}}(p)/2$ (рис. 1 а1–а3), так и ее повышения от $T = T_{\text{ВКТ}}(p)/2$ до температуры $T_{\text{ВКТ}}(p)$ (рис. 1 б1–б2). Так, реакция системы на замораживание характеризуется начальным увеличением значений $C(t, t_w)$ по сравнению со значением при $T_{\text{ВКТ}}(p)$ и последовательным приближением к значениям $C(t, t_w)$ для температуры $T_{\text{ВКТ}}(p)/2$ с увеличением временного интервала замораживания $t_2 - t_1$ в единицах t_w . С момента времени t_2 возвращения температуры системы к $T_{\text{ВКТ}}(p)$ идет процесс спада значений автокорреляционной функции и $C(t, t_w)$ стремится вернуться к кривой при $T_{\text{ВКТ}}(p)$. Реакция системы на нагревание характеризуется обратным эффектом, а именно, уменьшением значений $C(t, t_w)$ по сравнению со значением при $T_{\text{ВКТ}}(p)/2$ и приближением к кривой $C(t, t_w)$ при температуре $T_{\text{ВКТ}}(p)$. С момента времени t_2 возвращения температуры системы к $T_{\text{ВКТ}}(p)/2$ идет процесс увеличения значений автокорреляционной функции и приближения к кривой $C(t, t_w)$ при $T_{\text{ВКТ}}(p)/2$.

Для выявления эффектов памяти и сопоставления зависимостей $C(t, t_w)$ у системы с термоциклированием и без термоциклирования необходимо в $C(t, t_w)$ (рис. 1а, б) “вырезать” временные диапазоны, на которых осуществлялось изменение температуры [9–11]. Такие двухвременные зависимости $C(t, t_w)$ с “вырезанными” временными диапазонами термоциклирования представлены на рис. 1 с1–с3 для случая замораживания системы от температуры $T = T_{\text{ВКТ}}(p)$ до $T = T_{\text{ВКТ}}(p)/2$. Представленные результаты демонстрируют особенности проявления эффектов памяти: если для зависимостей $C(t, t_w)$ из времени наблюдения $t - t_w$ вычесть интервал времени $t_2 - t_1$ термоциклирования, то автокорреляционная функция стремится вернуться к значению, которое она имела в момент времени замораживания t_1 , и происходит плавное возвращение зависимостей $C(t, t_w)$ для термоциклированной системы на исходные кривые при температуре T для системы без термоциклирования, сопровождаемые переходным релаксационным процессом. Из анализа кривых

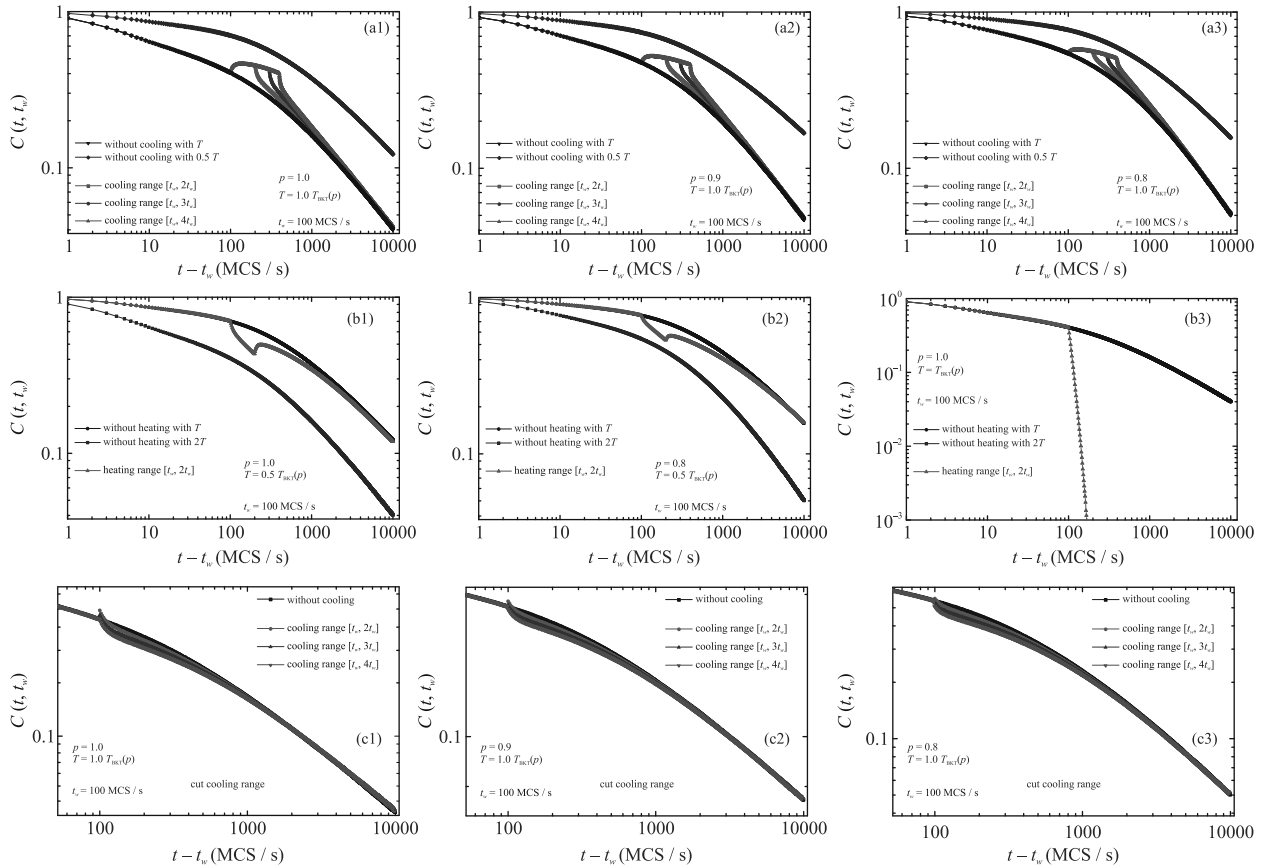


Рис. 1. (Цветной онлайн) Двухвременные зависимости автокорреляционной функции $C(t, t_w)$ термоциклированной критической релаксации двумерной XY -модели для спиновых концентраций $p = 1.0$ (чистая система), 0.9 и 0.8 (структурно неупорядоченная система) для времени ожидания $t_w = 100$ MCS/s: (a1)–(a3) – при процессах замораживания от температуры $T = T_{\text{BKT}}(p)$ до $T_{\text{BKT}}(p)/2$; (b1)–(b2) – при процессах нагревания от температуры $T = T_{\text{BKT}}(p)/2$ до $T_{\text{BKT}}(p)$; (b3) – при процессе нагревания от температуры $T = T_{\text{BKT}}(p = 1.0)$ до $2T_{\text{BKT}}(p = 1.0)$; (c1)–(c3) – зависимости $C(t, t_w)$ с “вырезанными” временными диапазонами термоциклирования. Для сравнения приведены кривые $C(t, t_w)$ для систем без термоциклирования при температурах T и $0.5 T$. Сопоставление результатов (b1)–(b2) и (b3) демонстрирует исчезновение эффектов памяти при выходе температуры термоциклирования из низкотемпературной фазы $T + \Delta T > T_{\text{BKT}}(p)$

на рис. 1 c1–c3 видно, что для чистой модели с $p = 1.0$ возвращение $C(t, t_w)$ к значению в момент замораживания при t_1 осуществляется для всех рассмотренных интервалов замораживания, в то время как с ростом концентрации дефектов память о состоянии в момент замораживания t_1 восстанавливается только после более коротких временных интервалов замораживания $[t_w, 3t_w]$ для модели с $p = 0.9$ и $[t_w, 2t_w]$ для модели с $p = 0.8$. Для более длинных временных интервалов замораживания структурно неупорядоченной системе необходимы значительно большие времена наблюдения $t - t_w$, чтобы проявилось возвращение $C(t, t_w)$ к значению в момент замораживания t_1 . Таким образом, можно утверждать об усилении эффектов памяти в неравновесном критическом поведении двумерной XY -модели с ростом концентрации

дефектов: при этом такая система не только дольше “помнит” состояние в момент t_1 замораживания, но и дольше его “вспоминает”.

Необходимо отметить, что если при нагревании состояние двумерной XY -модели попадает в высокотемпературную фазу с $T > T_{\text{BKT}}(p)$, то в этой области температур автокорреляционная функция характеризуется экспоненциальным временным спаданием $C(t, t_w) \sim \exp[-(t - t_w)/t_{\text{cor}}]$, где t_{cor} – время корреляции, и при термоциклировании у $C(t, t_w)$ не возникает эффектов памяти – возвращения к состоянию в момент нагревания t_1 и к зависимости $C(t, t_w)$ при исходной температуре $T \leq T_{\text{BKT}}(p)$. Это показано на рис. 1 b3 для рассчитанной зависимости $C(t, t_w)$ в чистой модели при ее нагревании от исходной температуры $T = T_{\text{BKT}}$ до температуры $2T_{\text{BKT}}$.

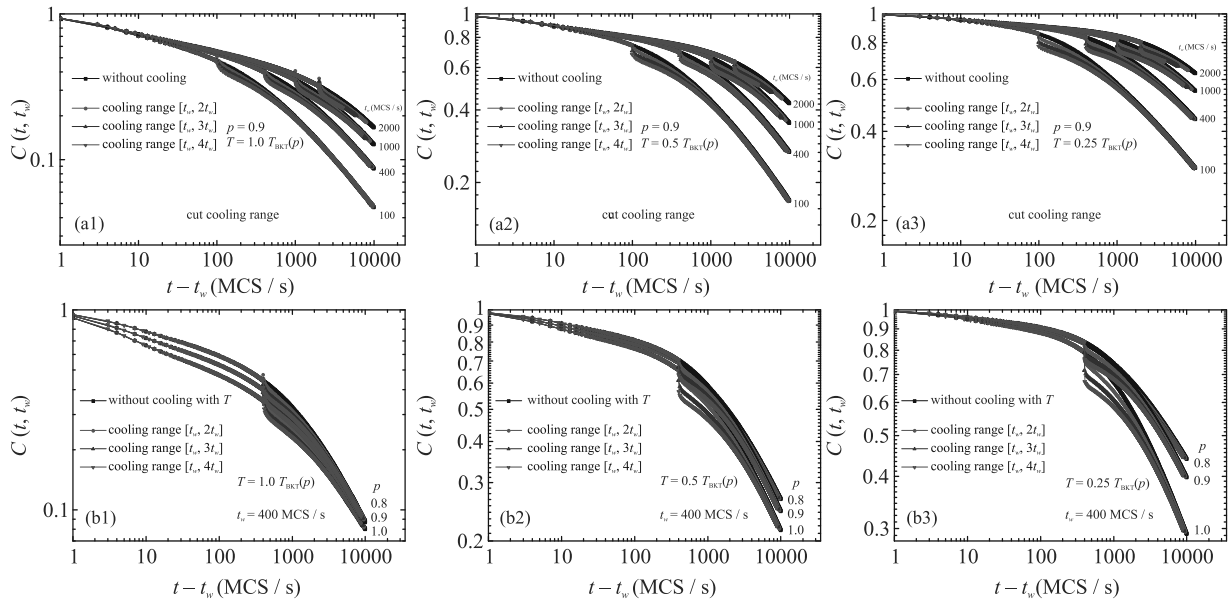


Рис. 2. (Цветной онлайн) Двухвременные зависимости автокорреляционной функции $C(t, t_w)$ термоциклированной критической релаксации двумерной ХУ-модели с “вырезанными” временными диапазонами замораживания системы: (a1)–(a3) сравнение кривых для различных времен ожидания t_w при спиновой концентрации $p = 0.9$ и исходных температурах системы $T = 1.0, 0.5, 0.25 T_{\text{BKT}}(p)$; (b1)–(b3) – сравнение кривых для различных значений спиновой концентрации p при исходных температурах $T = 1.0, 0.5, 0.25 T_{\text{BKT}}(p)$ и времени ожидания $t_w = 400$ MCS/s. Для сравнения приведены кривые $C(t, t_w)$ для систем без термоциклирования

Для анализа влияния времени ожидания t_w и продолжительности интервала замораживания на проявление эффектов памяти кривые двухвременных зависимостей $C(t, t_w)$ при различных значениях t_w были построены совместно на рис. 2 a1–a3. Из представленных результатов видно, что с ростом t_w происходит замедление переходного релаксационного процесса. При этом, на выбранных в данной работе временах наблюдения $t - t_w = 10000$ MCS/s, полноценное совпадение кривых $C(t, t_w)$ наблюдается только для малых времен ожидания $t_w = 100$ и 400 MCS/s. При больших значениях t_w сближение кривых $C(t, t_w)$ с термоциклированием и без термоциклирования хотя и наблюдается, но для полного их совпадения выбранного времени наблюдения $t - t_w = 10000$ MCS/s оказывается недостаточно. Отметим, что данное замедление свойственно именно процессу сближения динамических кривых $C(t, t_w)$. Продолжительность переходного процесса, в рамках которого наблюдается резкий спад $C(t, t_w)$, увеличивается незначительно с ростом t_w . При этом в представленном на рис. 2 a1–a3 логарифмическом масштабе по времени наблюдения $t - t_w$ данный переходный процесс становится более резким, а именно, увеличивается величина $\Delta C(t, t_w)$, на которую резко уменьшается автокорреляционная функция $C(t, t_w)$. Увеличение длительности интервала термоциклирования

(в единицах t_w) также сопровождается замедлением переходного релаксационного процесса и, следовательно, замедлением процесса сближения кривых $C(t, t_w)$ с термоциклированием и без термоциклирования. Данное явление связано с влиянием эффектов старения [19, 21] на эффекты памяти, а именно, что с ростом времени ожидания t_w система дольше “вспоминает” свое исходное состояние.

С целью исследования влияния температуры системы T на проявление эффектов памяти было осуществлено сравнение рассчитанных двухвременных зависимостей автокорреляционной функции $C(t, t_w)$ (рис. 2 a1–a3) при процессах замораживания относительно различных исходных значений температуры T . На представленных рисунках видно, что с понижением температуры T происходит замедление переходных процессов. В результате, сближение кривых $C(t, t_w)$ для процессов с термоциклированием и без термоциклирования осуществляется на значительно больших временах наблюдения $t - t_w$. Однако продолжительность переходного процесса, характеризуемого резким спадом $C(t, t_w)$, с понижением температуры T существенно уменьшается. Данный переходный процесс становится более резким с понижением T за счет увеличения значения $\Delta C(t, t_w)$, характеризующего резкий спад величины $C(t, t_w)$. Данные особенности связаны с замедлением релаксационных про-

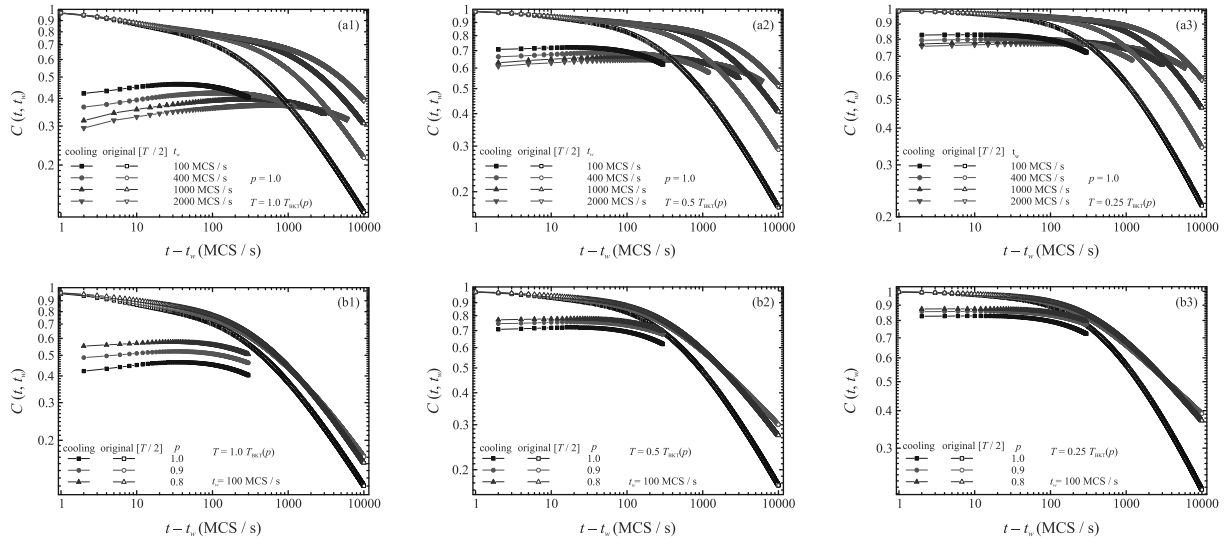


Рис. 3. (Цветной онлайн) Двухвременные зависимости автокорреляционной функции $C(t, t_w)$ во временном интервале замораживания длительностью $3t_w$, сопоставленные с кривыми $C(t, t_w)$ при температуре замораживания $T/2$: (a1)–(a3) – сравнение кривых при различных временах ожидания t_w для чистой системы с исходными температурами $T = 1.0, 0.5, 0.25 T_{\text{BKT}}(p)$; (b1)–(b3) – сравнение кривых для систем с различными спиновыми концентрациями p и исходными температурами $T = 1.0, 0.5, 0.25 T_{\text{BKT}}(p)$, время ожидания $t_w = 100 \text{ MCS/s}$

цессов в двумерной ХУ-модели с понижением температуры T в низкотемпературной фазе Березинского $T < T_{\text{BKT}}(p)$, что отмечалось ранее в работах [19, 21].

Для выделения роли структурного беспорядка в проявлении эффектов памяти в критической динамике двумерной ХУ-модели на рис. 2 b1–b3 представлено сравнение двухвременных зависимостей автокорреляционной функции $C(t, t_w)$ для систем с различными значениями спиновой концентрации p . Видно, что с увеличением концентрации дефектов (понижением p) и понижением температуры T в низкотемпературной фазе Березинского с $T \leq T_{\text{BKT}}(p)$ происходит сильное замедление корреляционных процессов, которое способствует усилению эффектов памяти, когда память о состоянии в момент замораживания t_1 восстанавливается полностью после более длительных временных интервалов замораживания для структурно неупорядоченных моделей по сравнению с чистой. Кроме того, с ростом концентрации дефектов происходит замедление переходных релаксационных процессов, возникающих в системе на временах больших времени окончания термоциклирования. Это приводит к замедлению процесса сближения динамических кривых $C(t, t_w)$ для систем с термоциклированием и без термоциклирования.

Выделим в двухвременной зависимости $C(t, t_w)$ только участки, соответствующие максимальному из рассмотренных ранее интервалу замораживания $3t_w$.

Проведем сопоставление получаемых кривых в интервале замораживания с рассчитанной зависимостью $C(t, t_w)$ при температуре замораживания $0.5 T$ без термоциклирования системы для времен наблюдения, начинающихся с момента замораживания t_1 . Итоговые динамические зависимости автокорреляционной функции $C(t, t_w)$ представлены на рис. 3а, б. Видно (рис. 3 a1–a3), что с увеличением длительности интервала замораживания, достигаемой увеличением рассматриваемых времен ожидания от $t_w = 100 \text{ MCS/s}$ до $t_w = 2000 \text{ MCS/s}$, кривые, соответствующие динамическим зависимостям $C(t, t_w)$ в интервале замораживания, асимптотически приближаются к невозмущенным зависимостям $C(t, t_w)$ при температуре замораживания $0.5 T$. Следует отметить важную особенность, а именно, что с понижением температуры системы T происходит более быстрое сближение кривых $C(t, t_w)$ в интервале замораживания с невозмущенными термоциклированием зависимостями $C(t, t_w)$ при температуре $0.5 T$. Это связано с уменьшением величины температурного возмущения ΔT при уменьшении температуры системы T . С дальнейшим увеличением длительности интервала замораживания, а фактически времени t_w , можно ожидать наложения данных кривых и реализации критической динамики, описываемой невозмущенными зависимостями $C(t, t_w)$. Этот эффект является особенностью свойств именно низкотемпературной фазы Березинского по сравнению с другими стати-

стическими системами [9–11], когда изменение температуры не выводит систему из критической точки, а переводит систему из одного критического состояния в другое. Представленные на рис. 3 b1–b3 результаты для различных значений спиновой концентрации p демонстрируют важную особенность: с ростом концентрации дефектов структуры за счет сильного замедления корреляционных характеристик в системе, проявляющихся в замедления спада $C(t, t_w)$ с ростом t_w при температуре замораживания $0.5T$, происходит увеличение времени сближения кривых $C(t, t_w)$ с ростом t_w . Это связано с усилением эффектов старения в структурно неупорядоченных системах по сравнению с чистыми системами, что отмечалось в работах [19, 21].

В результате проведенного численного исследования двухвременной автокорреляционной функции впервые были выявлены неравновесные эффекты памяти в двумерной XY-модели в низкотемпературной фазе Березинского $T \leq T_{\text{BKT}}(p)$ относительно процессов термоциклирования. Они имеют принципиальные отличия от аналогичных явлений в других статистических системах, связанных с непрерывным множеством неподвижных точек в низкотемпературной фазе. Температурное воздействие не выводит систему из критического состояния, а переводит систему в другое критическое состояние низкотемпературной фазы и обеспечивает устойчивость эффектов памяти, так как система дольше “помнит” об изначальном неравновесном состоянии до термоциклирования. В работе выявлены особенности взаимосвязи эффектов памяти и старения. Дефекты структуры играют определяющую роль в усилении эффектов памяти и старения. Полученные результаты существенно расширяют представления об эффектах медленной динамики в неравновесном критическом поведении двумерной XY-модели.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект 20-32-90207 и при поддержке Минобрнауки РФ, соглашение 0741-2020-0002.

Исследования проведены с использованием ресурсов Центра коллективного пользования научным оборудованием “Центр обработки и хранения научных данных ДВО РАН”, финансируемого Минобрнауки России по соглашению 075-15-2021-663 [24].

1. U. C. Tauber, *Critical Dynamics: A Field Theory Approach to Equilibrium and Non-Equilibrium Scaling Behavior*, Cambridge University Press, Cambridge (2014).
2. M. Henkel and M. Pleimling, *Non-Equilibrium Phase Transitions. Ageing and Dynamical Scaling Far from Equilibrium*, Springer, Heidelberg (2010), v. 2.
3. L. Berthier and J. Kurchan, *Nature Phys.* **9**, 310314 (2013).
4. В. В. Прудников, П. В. Прудников, М. В. Мамонова, УФН **187**(8), 817 (2017).
5. W. Liu and U. C. Tauber, *EPL* **128**, 30006 (2019).
6. В. В. Прудников, П. В. Прудников, П. Н. Маляренко, Л. Н. Щур, ЖЭТФ **157**(2), 308 (2020).
7. В. В. Прудников, П. В. Прудников, Е. А. Поспелов, П. Н. Маляренко, Письма в ЖЭТФ **107**(9), 595 (2018).
8. L. F. Cugliandolo, G. S. Lozano, and N. Nesi, *J. Stat. Mech.* **2017**, 083301 (2017).
9. В. В. Прудников, П. В. Прудников, П. Н. Маляренко, ЖЭТФ **152**, 1293 (2017).
10. V. V. Prudnikov, P. V. Prudnikov, and E. A. Pospelov, *J. Stat. Mech.* **2016**, 043303 (2016).
11. В. В. Прудников, П. В. Прудников, Е. А. Поспелов, П. Н. Маляренко, Письма в ЖЭТФ **102**(3), 192 (2015).
12. В. Н. Рыжов, Е. Е. Тареева, Ю. Д. Фомин, Е. Н. Циок, УФН **187**(9), 921 (2017).
13. С. Е. Коршунов, УФН **176**(3), 233 (2006).
14. В. Л. Березинский, ЖЭТФ **59**, 907 (1970).
15. В. Л. Березинский, *Низкотемпературные свойства двумерных систем с непрерывной группой симметрии*, Физматлит, М. (2007).
16. J. M. Kosterlitz and D. J. Thouless, *J. Phys. C* **6**, 1181 (1973).
17. J. M. Kosterlitz, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **7**, 1046 (1974).
18. J. M. Kosterlitz, *Rev. Mod. Phys.* **89**, 040501 (2017).
19. П. В. Прудников, В. В. Прудников, И. С. Попов, Письма в ЖЭТФ **101**(8), 596 (2015).
20. В. В. Прудников, П. В. Прудников, И. С. Попов, ЖЭТФ **153**(3), 442 (2018).
21. В. В. Прудников, П. В. Прудников, И. С. Попов, ЖЭТФ **158**(5), 884 (2020).
22. C. Godrèche and J. M. Luck, *J. Phys.: Condens. Matter* **14**, 1589 (2002).
23. I. S. Popov, A. P. Popova, and P. V. Prudnikov, *EPL* **128**(2), 26002 (2020).
24. A. A. Sorokin, S. V. Makogonov, and S. P. Korolev, *Sci. Tech. Inf. Process.* **44**, 302 (2017).