Устойчивость критического поведения слабо неупорядоченных систем к введению потенциала взаимодействия с нарушенной репличной симметрией

© В.В. Прудников, П.В. Прудников, А.А. Федоренко

Омский государственный университет,
644077 Омск, Россия

E-mail: prudnikov@univer.omsk.su

(Поступила в Редакцию 5 декабря 2000 г.
В окончательной редакции 7 февраля 2001 г.)

Осуществлено теоретико-полевое описание критического поведения слабо неупорядоченных систем с p-компонентным параметром порядка. Непосредственно для трехмерных систем в двухпетлевом приближении проведен ренорм-групповой анализ эффективного репличного гамильтониана модели с потенциалом взаимодействия, не являющимся реплично-симметричным. Для случая одноступенчатого нарушения репличной симметрии с применением техники суммирования Паде–Бореля выделены фиксированные точки ренорм-групповых уравнений. Их анализ выявил устойчивость критического поведения слабо неупорядоченных систем относительно эффектов нарушения репличной симметрии с реализацией прежнего сценария влияния дефектов структуры на критическое поведение данных систем.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 00-02-16455).

При ренорм-групповом описании критического поведения неупорядоченных систем с замороженным беспорядком для восстановления трансляционной симметрии эффективного гамильтониана, описывающего взаимодействие флуктуаций, используется метод реплик [1–3]. Однако в ряде работ [4–6] были высказаны идеи о возможности нарушения репличной симметрии в системах с замороженным беспорядком. Существующий физический эксперимент пока не в состоянии ни подтвердить, ни опровергнуть данную гипотезу для систем с малым замороженным беспорядком.

Авторы работ [4,5], базируясь на физических представлениях о возникновении в неупорядоченных системах с эффектами случайной температуры перехода многочисленных локальных минимумов энергии, осуществили ренорм-групповое описание модели ϕ^4 с потенциалом взаимодействия, характеризующимся нарушенной репличной симметрией. Для описания критического поведения трехмерных систем был применен метод ϵ-разложения в низшем порядке теории. Для систем с числом компонент параметра порядка p, меньшим четырех, было выявлено определяющее влияние эффектов нарушения репличной симметрии (НРС) на критическое поведение. Было показано, что для p, больших единицы, но меньших четырех, возможно осуществление двух режимов поведения системы, один из которых определяет неуниверсальное критическое поведение, зависящее от затравочных значений параметров модели и в конечном счете от концентрации примесей в системе, а второй режим, так же как для наиболее интересного случая изинговских систем ($p = 1$), характеризуется отсутствием устойчивого критического поведения. Несмотря на столь интересные выводы данных работ, результаты проведенных нами ранее исследований по теоретико-полевому описанию ряда однородных и неупорядоченных систем в двухпетлевом и более высоких порядках приближения с применением методов суммирования асимптотических рядов показали [7], что анализ устойчивости различных типов критического поведения в первом порядке ϵ-разложения можно рассматривать лишь в качестве грубой оценки, особенно для многовершинных статистических моделей [8]. Ущербность применения метода ϵ-разложения к описанию критического поведения слабо неупорядоченных трехмерных систем наглядно продемонстрирована в работе [9]. Поэтому результаты исследований эффектов НРС, полученные в работах Доценко и др. требуют детальной переоценки с позиций применения более точного подхода. Следует отметить, что исследования критического поведения двумерных неупорядоченных моделей Изинга, Бакстера [10] и Поттса (см., например, [11] и ссылки в ней на ряд предыдущих работ) как аналитическими, так и численными методами указывают на несущественность в них эффектов НРС.

В данной работе осуществлено ренорм-групповое описание модели слабо неупорядоченной системы с НРС во взаимодействии четвертого порядка по флуктуациям параметра порядка. В рамках теоретико-полевого подхода непосредственно для трехмерных систем без использования ϵ-разложения в двухпетлевом приближении проведено решение ренорм-групповых уравнений с последовательным применением методов суммирования и осуществлен анализ устойчивости различных типов критического поведения относительно эффектов НРС.

Модельный гамильтониан Гинзбурга–Ландау, описывающий поведение p-компонентной спиновой системы со слабым замороженным беспорядком вблизи критической точки, имеет вид

$$H = \int d^d x \left\{ \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{p} [\nabla \phi_i(x)]^2 + \frac{1}{2} [\tau - \delta\tau(x)] \sum_{i=1}^{p} \phi_i^2(x) + \frac{1}{4} g \sum_{i,j=1}^{p} \phi_i^2(x) \phi_j^2(x) \right\} \tag{1}$$

с распределенной по закону Гаусса случайной температурой фазового перехода $\delta\tau(x)$ с дисперсией $\ll (\delta\tau(x))^2 \gg \sim u$, определяемой некоторой положительной константой u и пропорциональной концентрации дефектов структуры. Применение стандартного метода реплик позволяет легко провести усреднение по флуктуациям температуры $\delta\tau(x)$ и свести задачу статистического описания слабо неупорядоченной системы к задаче статистического описания однородной системы с эффективным гамильтонианом

$$H_n = \int d^d x \left\{ \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{p} \sum_{a=1}^{n} [\nabla \phi_i^a(x)]^2 + \frac{1}{2} \tau \sum_{i=1}^{p} \sum_{a=1}^{n} [\phi_i^a(x)]^2 + \frac{1}{4} \sum_{i,j=1}^{p} \sum_{a,b=1}^{n} g_{ab} [\phi_i^a(x)]^2 [\phi_j^b(x)]^2 \right\}, \tag{2}$$

где индекс a нумерует реплики (образы) исходной однородной составляющей в гамильтониане (1), а дополнительная вершина u, возникающая в матрице взаимодействия $g_{ab} = g\delta_{ab} - u$, задает эффективное взаимодействие флуктуаций $(n \times p)$-компонентного параметра порядка через поле дефектов. Данная статистическая модель термодинамически эквивалентна исходной неупорядоченной модели в пределе $n \to 0$. Последующая реноРм-групповая процедура статистического учета вклада длинноволновых флуктуаций параметра порядка относительно основного состояния системы с конфигурацией $\phi(x) = 0$ (при $T \geq T_c$), проведенная на масштабах корреляционной длины, обращающейся в бесконечность при температуре перехода T_c, позволяет провести анализ возможных типов критического поведения системы и условия их реализации, а также расчет критических индексов.

Однако, как показано в [4–6], за счет флуктуаций случайной температуры перехода при $[\tau - \delta\tau(x)] < 0$ в системе реализуется макроскопически большое число пространственных областей с $\phi(x) \neq 0$, отделенных от основного состояния потенциальными барьерами. Для описания статистических свойств систем с многочисленными локальными минимумами энергии в [4–6] по аналогии со спиновыми стеклами был применен формализм НРС Паризи [12]. В соответствии с аргументами, представленными в [4–6], статистический учет вкладов непертурбативных степеней свободы, связанных с флуктуациями параметра порядка относительно конфигураций поля $\phi(x)$ в локальных минимумах энергии, приводит при реализации репличной процедуры для слабого беспорядка к появлению в эффективном репличном гамильтониане дополнительных взаимодействий типа $\sum_{a,b} g_{ab}\phi_a^2\phi_b^2$, где итоговая матрица g_{ab} уже не является реплично-симметричной с $g_{ab} = g\delta_{ab} - u$, а имеет структуру НРС Паризи [12]. Так, согласно [4–6,12], в пределе $n \to 0$ матрица g_{ab} со структурой НРС параметризуется в терминах ее диагональных элементов $\tilde{g}$ и недиагональной функции $g(x)$, которая определена на интервале $0 < x < 1$: $g_{ab} \to (\tilde{g}, g(x))$. При этом операции с матрицами g_{ab} задаются следующими правилами:

$$g_{ab}^k \to (\tilde{g}^k; g^k(x)), \quad (\hat{g}^2)_{ab} = \sum_{c=1}^{n} g_{ab} g_{cb} \to (\tilde{c}; c(x)),$$

$$(\hat{g}^3)_{ab} = \sum_{c,d=1}^{n} g_{ac} g_{cd} g_{db} \to (\tilde{d}; d(x)), \tag{3}$$

где

$$\tilde{c} = \tilde{g}^2 - \int_0^1 dx\, g^2(x),$$

$$c(x) = 2\left[\tilde{g} - \int_0^1 dy\, g(y)\right] g(x) - \int_0^x dy\, [g(x) - g(y)]^2,$$

$$\tilde{d} = \tilde{c}\tilde{g} - \int_0^1 dx\, c(x) g(x),$$

$$d(x) = \left[\tilde{g} - \int_0^1 dy\, g(y)\right] c(x) + \left[\tilde{c} - \int_0^1 dy\, c(y)\right] g(x) - \int_0^x dy\, [g(x) - g(y)][c(x) - c(y)]. \tag{4}$$

Реплично-симметричной ситуации соответствует величина $g(x) = \text{const}$, не зависящая от x.

Ренорм-групповое описание модели, задаваемой репличным гамильтонианом (2), нами было осуществлено в рамках теоретико-полевого подхода в двухпетлевом приближении непосредственно для трехмерного случая. Возможные типы критического поведения и их устойчивость во флуктуационной области определяются ренорм-групповыми уравнениями для коэффициентов матрицы g_{ab}. Для их определения был применен стандартный метод, основанный на диаграммной технике Фейнмана для вершинных частей неприводимых функций Грина и процедуре перенормировки. Так, в двухпетлевом приближении полученные выражения для двухточечной $\Gamma^{(2)}$ и четырехточечной $\Gamma_{ab}^{(4)}$ вершинных функций имеют вид

$$\left. \frac{\partial \Gamma^{(2)}}{\partial k^2} \right|_{k^2=0} = 1 + 4f\, g_{aa}^2 + 2p\, f \sum_{c=1}^{n} g_{ac} g_{ca}, \tag{5}$$

$$\Gamma^{(4)}_{ab}\Big|_{k_i=0} = g_{ab} - p\sum_{c=1}^{n} g_{ac}g_{cb} - 4g_{aa}g_{ab} - 4g_{ab}^2$$
$$+ (8+16h)g_{ab}^3 + (24+8h)g_{aa}^2 g_{ab} + 48h\, g_{aa}g_{ab}^2$$
$$+ 4g_{aa}g_{bb}g_{ab} + 8ph\sum_{c=1}^{n} g_{ac}g_{cb}^2 + 8ph\, g_{ab}\sum_{c=1}^{n} g_{ac}g_{cb}$$
$$+ 4ph\, g_{ab}\sum_{c=1}^{n} g_{ac}^2 + 2p\sum_{c=1}^{n} g_{ac}g_{cc}g_{cb}$$
$$+ 4p\, g_{aa}\sum_{c=1}^{n} g_{ac}g_{cb} + p^2\sum_{c,d=1}^{n} g_{ac}g_{cd}g_{db}, \qquad (6)$$

где введены обозначения

$$f(d) = -\frac{1}{J^2}\frac{\partial}{\partial k^2}\int \frac{d^dk_1 d^dk_2}{(k_1^2+1)(k_2^2+1)\big((k_1+k_2+k)^2+1\big)}\bigg|_{k^2=0}, \qquad (7)$$

$$h(d) = \frac{1}{J^2}\int \frac{d^dk_1 d^dk_2}{(k_1^2+1)(k_2^2+1)\big((k_1+k_2)^2+1\big)}, \qquad (8)$$
$$J = \int d^dk/(k^2+1)^2,$$
$$f(d=3) = \frac{2}{27}, \quad h(d=3) = \frac{2}{3} \qquad (9)$$

и осуществлено переопределение $g_{ab} \to g_{ab}/J$. Однако последующая процедура перенормировки вершинных функций и определение β-функций, задающих ренорм-групповые преобразования для констант взаимодействия, затруднены из-за сложного характера соотношений (3), (4) для операций с матрицами g_{ab}. Выявленная в [4–6] ступенчатая структура функции $g(x)$ позволяет реализовать процедуру перенормировки. В данной работе мы ограничимся рассмотрением функции $g(x)$ одноступенчатого вида

$$g(x) = \begin{cases} g_0, & 0 \le x < x_0, \\ g_1, & x_0 < x \le 1, \end{cases} \qquad (10)$$

где координата ступеньки $0 \le x_0 \le 1$ остается произвольным параметром, который не эволюционирует при масштабных преобразованиях и остается таким же, как и в затравочной функции $g_0(x)$. В результате ренорм-групповые преобразования репличного гамильтониана с НРС задаются тремя параметрами $\tilde{g}, g_0, g_1$. Полученные для них β-функции в двухпетлевом приближении принимают следующий вид:

$$\beta_1 = -\tilde{g} + (p+8)\tilde{g}^2 - px_0g_0^2 - p(1-x_0)g_1^2$$
$$- \frac{4}{27}(41p+190)\tilde{g}^3 + \frac{92}{27}px_0\tilde{g}g_0^2$$
$$+ \frac{92}{27}p(1-x_0)\tilde{g}g_1^2 - \frac{8}{3}px_0g_0^3 - \frac{8}{3}p(1-x_0)g_1^3,$$

$$\beta_2 = -g_0 - (4-2px_0)g_0^2 + (4+2p)\tilde{g}g_0$$
$$+ 2p(1-x_0)g_0g_1 + \frac{16}{3}\left(\frac{77}{36}px_0 - 1\right)g_0^3$$
$$- \frac{92}{27}(p+2)\tilde{g}^2g_0 - \frac{8}{3}(2px_0 - 5p - 6)\tilde{g}g_0^2$$
$$+ \frac{40}{3}p(1-x_0)g_0^2g_1 - \frac{52}{27}p(1-x_0)g_0g_1^2$$
$$- \frac{16}{3}p(1-x_0)\tilde{g}g_0g_1,$$

$$\beta_3 = -g_1 - (px_0 - 2p + 4)g_1^2 + px_0g_0^2$$
$$+ (4+2p)\tilde{g}g_1 - \left(\frac{92}{27}px_0 - \frac{308}{27}p + \frac{16}{3}\right)g_1^3$$
$$+ \frac{8}{3}px_0g_0^3 - \frac{92}{27}(p+2)\tilde{g}^2g_1 + \frac{8}{3}px_0\tilde{g}g_0^2$$
$$+ \left(\frac{8}{3}px_0 + 8p + 16\right)\tilde{g}g_1^2 + \frac{20}{27}px_0g_0^2g_1. \qquad (11)$$

Для возможности сопоставления результатов данной работы с работами [4–6] мы по аналогии с [4–6] в выражениях для β-функций (11) изменили знаки на противоположные у недиагональных элементов матрицы $g_{a\neq b} \to -g_{a\neq b}$, в результате чего g_0 и g_1 становятся положительно определенными.

Известно, что ряды теории возмущений являются асимптотическими, а вершины взаимодействия флуктуаций параметра порядка во флуктуационной области $\tau \to 0$ достаточно велики для того, чтобы можно было непосредственно применять выражения (11). Поэтому с целью извлечения из полученных выражений нужной физической информации мы применили обобщенный на трехпараметрический случай метод Паде–Бореля, используемый для суммирования асимптотических рядов. При этом прямое и обратное преобразования Бореля имеют вид

$$f(\tilde{g}, g_0, g_1) = \sum_{i,j,k} c_{ijk}\tilde{g}^i g_0^j g_1^k = \int_0^\infty e^{-t}F(\tilde{g}t, g_0t, g_1t)\,dt,$$
$$F(\tilde{g}, g_0, g_1) = \sum_{i,j,k}\frac{c_{ijk}}{(i+j+k)!}\tilde{g}^i g_0^i g_1^k. \qquad (12)$$

Для аналитического продолжения борелевского образа функции вводится ряд по вспомогательной переменной θ

$$\tilde{F}(\tilde{g}, g_0, g_1, \theta) = \sum_{k=0}^{\infty}\theta^k\sum_{i=0}^{k}\sum_{j=0}^{k-i}\frac{c_{i,j,k-i-j}}{k!}\,\tilde{g}^i g_0^i g_1^{k-i-j}, \qquad (13)$$

к которому применяется аппроксимация Паде $[L/M]$ в точке $\theta = 1$. Данная методика была предложена и апробирована в работах [8] для описания критического поведения ряда систем, характеризующихся несколькими вершинами взаимодействия флуктуаций параметра порядка. Выявленное в [8] свойство сохранения симметрии

Таблица 1. Значения фиксированных точек и собственных значений для $p = 1$

Тип	x_0	$\tilde{g}^*$	g_0^*	g_1^*	λ_1 λ_2	λ_3
1		0.1774	0	0	0.6536 -0.1692	-0.1692
2		0.1844	0.0812	0.0812	$0.5253 \pm 0.0893i$	0.2112
3	0.0	0.1844	0	0.0812	$0.5253 \pm 0.0893i$	-0.0392
	0.1	0.1840	0	0.0829	$0.5352 \pm 0.0983i$	-0.0492
	0.2	0.1835	0	0.0846	$0.5471 \pm 0.1067i$	-0.0599
	0.3	0.1830	0	0.0863	$0.5607 \pm 0.1133i$	-0.0712
	0.4	0.1824	0	0.0880	$0.5765 \pm 0.1180i$	-0.0832
	0.5	0.1817	0	0.0895	$0.5951 \pm 0.1203i$	-0.0959
	0.6	0.1810	0	0.0910	$0.6172 \pm 0.1189i$	-0.1093
	0.7	0.1802	0	0.0924	$0.6439 \pm 0.1114i$	-0.1234
	0.8	0.1793	0	0.0936	$0.6760 \pm 0.0921i$	-0.1381
	0.9	0.1784	0	0.0947	$0.7135 \pm 0.0353i$	-0.1534
	1.0	0.1774	0	0.0957	0.8573 0.6536	-0.1692

системы в процессе применения Паде-аппроксимант по переменной θ становится существенным при описании многовершинных моделей.

В двухпетлевом приближении для вычисления β-функций мы использовали аппроксимант $[2/1]$. Природа критического поведения определяется существованием устойчивой фиксированной точки, удовлетворяющей системе уравнений

$$\beta_k(\tilde{g}^*, g_0^*, g_1^*) = 0, \qquad k = 1, 2, 3. \tag{14}$$

В результате решения системы (14) для значений числа компонент параметра порядка $p = 1, 2, 3$ нами были выделены три типа нетривиальных фиксированных точек в представляющей физический интерес области значений параметров $\tilde{g}^*, g_0^*, g_1^* \geq 0$ (табл. 1–3). Так, фиксированная точка с $\tilde{g}^* \neq 0$, $g_0^* = g_1^* = 0$ соответствует критическому поведению однородной системы, точка с $\tilde{g}^* \neq 0$, $g_0^* = g_1^* \neq 0$ — критическому поведению неупорядоченной системы с репличной симметрией, а точка с $\tilde{g}^* \neq 0$, $g_0^* = 0$, $g_1^* \neq 0$ — критическому поведению неупорядоченной системы с НРС. При этом значения параметров $\tilde{g}^*, g_0^*$ в фиксированной точке с НРС зависят от координаты ступеньки x_0, и в таблицах приведены полученные значения $\tilde{g}^*, g_1^*$ для $0 \leq x_0 \leq 1$ с шагом $\Delta x_0 = 0.1$.

Возможность реализации того или иного типа критического поведения для каждого p определяется устойчивостью соответствующей фиксированной точки. Требование устойчивости фиксированной точки сводится к условию, чтобы собственные значения λ_i матрицы

$$B_{i,j} = \frac{\partial \beta_i(\tilde{g}^*, g_0^*, g_1^*)}{\partial g_i} \tag{15}$$

лежали в правой комплексной полуплоскости. Анализ значений λ_i для каждого типа фиксированных точек (табл. 1–3) позволяет сделать следующие выводы: для модели Изинга ($p = 1$) устойчива реплично-симметричная фиксированная точка, соответствующая неупорядоченной системе; для XY — модели ($p = 2$), хотя положительные значения λ_i указывают на слабую устойчивость реплично-симметричной фиксированной точки, мы склонны считать, что в более высоких порядках приближения теории устойчивой станет фиксированная точка, соответствующая критическому поведению однородной системы, как и в случае неупорядоченных систем, рассматриваемых без учета эффектов НРС [13,14]; для изотропной модели Гейзенберга ($p = 3$) устойчива фиксированная точка однородной системы. Следует отметить, что представленные в верхней части табл. 3 фиксированные точки для модели Гейзенберга с $\tilde{g}_1 \neq 0$ хотя и расположены в физической области значений параметров, но не являются инфракрасными фиксированными точками, ближайшими к началу координат параметрического пространства $(\tilde{g}, g_0, g_1)$ и определяющими критическое поведение систем. Некоторым указанием на это могут служить относительно большие по модулю значения λ_2 и λ_3. Расчеты выявили, что искомые инфракрасные фиксированные точки являются неустойчивыми и характеризуются нефизическими отрицательными значениями

Таблица 2. Значения фиксированных точек и собственных значений для $p = 2$

Тип	x_0	$\tilde{g}^*$	g_0^*	g_1^*	λ_1	λ_2	λ_3
1		0.1558303	0	0	0.667315	-0.001672	-0.001672
2		0.1558310	0.0005837	0.0005837	0.667312	0.001682	0.000004
3	0.0	0.1558310	0	0.0005837	0.667313	0.001683	-0.000001
	0.1	0.1558310	0	0.0006143	0.667313	0.001684	-0.000088
	0.2	0.1558310	0	0.0006483	0.667313	0.001685	-0.000186
	0.3	0.1558310	0	0.0006863	0.667313	0.001686	-0.000296
	0.4	0.1558310	0	0.0007291	0.667313	0.001687	-0.000419
	0.5	0.1558310	0	0.0007775	0.667313	0.001687	-0.000559
	0.6	0.1558309	0	0.0008327	0.667313	0.001688	-0.000717
	0.7	0.1558308	0	0.0008964	0.667314	0.001690	-0.000901
	0.8	0.1558307	0	0.0009707	0.667314	0.001692	-0.001116
	0.9	0.1558306	0	0.0010583	0.667315	0.001694	-0.001369
	1.0	0.1558303	0	0.0011633	0.667316	0.001696	-0.001672

Таблица 3. Значения фиксированных точек и собственных значений для $p = 3$

Тип	x_0	$\tilde{g}^*$	g_0^*	g_1^*	λ_1	λ_2	λ_3
1		0.1383	0	0	0.6814	0.1315	0.1315
2		0.2744	0.2679	0.2679	1.0921	−14.9992	−18.3081
3	0.0	0.2744	0	0.2679	1.0921	−14.9992	1.7453
	0.1	0.2578	0	0.2563	1.0508	−13.8668	1.5640
	0.2	0.2417	0	0.2448	1.0077	−12.8086	1.3849
	0.3	0.2262	0	0.2333	0.9631	−11.8221	1.2087
	0.4	0.2112	0	0.2218	0.9177	−10.9054	1.0358
	0.5	0.1969	0	0.2105	0.8673	−10.0568	0.8722
	0.6	0.1834	0	0.1992	0.7042	−9.2751	0.8275
	0.7	0.1706	0	0.1881	0.5477	−8.5594	0.7848
	0.8	0.1588	0	0.1772	0.3991	−7.9084	0.7455
	0.9	0.1480	0	0.1667	0.2600	−7.3207	0.7106
	1.0	0.1383	0	0.1566	0.1315	−6.7938	0.6814
2		0.1419	−0.0359	−0.0359	0.6727	−0.0891	−0.0058
3	0.0	0.1419	0	−0.0359	0.6727	−0.0891	−0.0058
	0.1	0.1420	0	−0.0382	0.6727	−0.0865	0.0011
	0.2	0.1420	0	−0.0408	0.6728	−0.0836	0.0088
	0.3	0.1421	0	−0.0439	0.6730	−0.0802	0.0175
	0.4	0.1420	0	−0.0474	0.6734	−0.0764	0.0273
	0.5	0.1420	0	−0.0516	0.6738	−0.0719	0.0385
	0.6	0.1418	0	−0.0565	0.6745	−0.0668	0.0515
	0.7	0.1415	0	−0.0625	0.6755	−0.0606	0.0667
	0.8	0.1409	0	−0.0699	0.6768	−0.0533	0.0845
	0.9	0.1400	0	−0.0793	0.6787	−0.0443	0.1058
	1.0	0.1383	0	−0.0915	0.6814	−0.0331	0.1315

параметров $g_0^* = g_1^* < 0$ для реплично-симметричной точки и $g_0^* = 0$, $g_1^*(x_0) < 0$ для фиксированной точки с НРС (нижняя часть табл. 3).

Таким образом, проведенные в двухпетлевом приближении ренорм-групповые исследования трехмерных слабо неупорядоченных систем показали, что их критическое поведение устойчиво относительно влияния эффектов НРС. В системах с однокомпонентным параметром порядка реализуется критическое поведение, определяемое структурным беспорядком с реплично-симметричной фиксированной точкой. Наличие слабого беспорядка не влияет на критическое поведение многокомпонентных систем, хотя для доказательства этого в случае систем с $p = 2$ необходимо проведение расчетов в более высоких порядках приближения [14]. Выделение возможного проявления эффектов НРС в критическом поведении сильно неупорядоченных систем, с нашей точки зрения, может быть осуществлено непертурбативным образом в результате определения функции распределения флуктуаций параметра порядка и спектра флуктуаций случайной температуры перехода методами компьютерного моделирования [15].

Список литературы

[1] S.F. Edwards, P.W. Anderson. J. Phys. **F5**, *5*, 965 (1975).
[2] J. Emery. Phys. Rev. **B11**, *1*, 239 (1975).
[3] G. Grinstein, A. Luther. Phys. Rev. **B13**, *3*, 1329 (1976).
[4] Vik.S. Dotsenko, A.B. Harris, D. Sherrington, R.B. Stinchcombe. J. Phys. **A28**, *11*, 3093 (1995).
[5] Vik.S. Dotsenko, D.E. Feldman. J. Phys. **A28**, *18*, 5183 (1995).
[6] Вик.С. Доценко. УФН **165**, *5*, 481 (1995).
[7] В.В. Прудников, А.В. Иванов, А.А. Федоренко. Письма в ЖЭТФ **66**, *12*, 793 (1997); В.В. Прудников, С.В. Белим, А.В. Иванов и др. ЖЭТФ **114**, *3*, 972 (1998); В.В. Прудников, П.В. Прудников, А.А. Федоренко. ЖЭТФ **116**, *2*, 611 (1999); V.V. Prudnikov, P.V. Prudnikov, A.A. Fedorenko. Phys. Rev. **B62**, *13*, 8777 (2000).
[8] S.A. Antonenko, A.I. Sokolov. Phys. Rev. **B49**, 15 901 (1994); К.Б. Варнашев, А.И. Соколов. ФТТ **38**, *12*, 3665 (1996); A.I. Sokolov, K.B. Varnashev, A.I. Mudrov. Int. J. Mod. Phys. **B12**, *12/13*, 1365 (1998); A.I. Sokolov, K.B. Varnashev. Phys. Rev. **B59**, *13*, 8363 (1999).
[9] B.N. Shalaev, S.A. Antonenko, A.I. Sokolov. Phys. Lett. **A230**, *1–2*, 105 (1997).
[10] D.E. Feldman, A.V. Izyumov, Vik. Dotsenko. E-print cond-mat/9512158 (1995).
[11] C. Chatelain, B. Berche. Nucl. Phys. **B572**, *3*, 626 (2000).
[12] G. Parisi. J. Phys. **A13**, *3*, 1101 (1980); G. Parisi. J. Phys. **A13**, *4*, L115 (1980); G. Parisi. J. Phys. **A13**, *5*, 1887 (1980); M. Mezard, G. Parisi, M. Virasoro. Sprin-Glass Theory and Beyond. World Scientific, Singapore (1987); Вик. Доценко. УФН **163**, *6*, 1 (1993).
[13] G. Jug. Phys. Rev. **B27**, *1*, 609 (1983).
[14] I.O. Mayer, A.I. Sokolov, B.N. Shalaev. Ferroelectrics **95**, *1*, 93 (1989); R. Folk, Yu. Holovatch, T. Yavorskii. Phys. Rev. **B61**, *22*, 15 114 (2000); D.V. Pakhnin, A.I. Sokolov. Phys. Rev. **B61**, *22*, 15 130 (200); A. Pelissetto, E. Vicari Phys. Rev. **B62**, 6393 (2000).
[15] M.M. Tsypin. Phys. Rev. **B55**, *14*, 8911 (1997).