Письма в ЖЭТФ, том 73, вып. 3, с. 153 – 158

Устойчивость критического поведения слабо неупорядоченных систем к нарушению репличной симметрии

В. В. Прудников[1]*, П. В. Прудников, А. А. Федоренко*

Омский государственный университет, 644077 Омск, Россия

Поступила в редакцию 9 ноября 2000 г.

После переработки 18 декабря 2000 г.

Осуществлено теоретико-полевое описание критического поведения слабо неупорядоченных систем с p-компонентным параметром порядка. Непосредственно для трехмерных систем в двухпетлевом приближении проведен ренормгрупповой 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 ренормгрупповых уравнений. Анализ их устойчивости показал сохранение прежней картины устойчивого критического поведения неупорядоченных систем относительно эффектов нарушения репличной симметрии.

PACS: 64.60.-i

При ренормгрупповом 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.

В работах [4, 5] было осуществлено ренормгрупповое описание модели неупорядоченной системы с нарушением репличной симметрии во взаимодействии четвертого порядка по флуктуациям параметра порядка с использованием ϵ-разложения в однопетлевом приближении. Было выявлено определяющее влияние эффектов нарушения репличной симметрии на критическое поведение систем при числе компонент параметра порядка p, меньшем четырех. Было показано, что для p, больших единицы, но меньших четырех, осуществляется неуниверсальное критическое поведение или при выполнении некоторого условия на параметры модели, так же как в изинговском случае ($p = 1$), вообще отсутствует устойчивое критическое поведение. Однако 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]. Поэтому результаты исследований эффектов нарушения репличной симметрии, полученные в работах Доценко с соавторами [4 – 6], требуют детальной переоценки с позиций применения более точного подхода.

В данной статье осуществлено ренормгрупповое описание модели слабо неупорядоченной системы с нарушением репличной симметрии 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 ренормгрупповых уравнений с последовательным применением методов суммирования и осуществлен анализ устойчивости различных типов критического поведения относительно эффектов нарушения репличной симметрии.

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

[1]e-mail: prudnikv@univer.omsk.su

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

с гауссовски-распределенной случайной температурой фазового перехода $\delta\tau(x)$ с дисперсией $\langle\langle(\delta\tau(x))^2\rangle\rangle \sim u$, 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

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

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 ренормгрупповая 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] был применен формализм нарушения репличной симметрии (НРС) Паризи. В соответствие 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 вида $\sum_{a,b} g_{ab}\phi_a^2\phi_b^2$, где итоговая матрица g_{ab} уже не является реплично-симметричной с $g_{ab} = g\delta_{ab} - u$, а имеет структуру НРС Паризи [9]. Так, согласно [4–6, 9] 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:

$$g_{ab}^k \to (\tilde{g}^k; g^k(x)), \quad (\hat{g}^2)_{ab} = \sum_{c=1}^{n} g_{ac} g_{cb} \to (\tilde{c}; c(x)),$$
$$(\hat{g}^3)_{ab} = \sum_{c,d=1}^{n} g_{ac} g_{cd} g_{db} \to (\tilde{d}; d(x)), \qquad (3)$$

где

$$\tilde{c} = \tilde{g}^2 - \int_0^1 dx g^2(x),$$
$$c(x) = 2[\tilde{g} - \int_0^1 dy g(y)] g(x) - \int_0^x dy [g(x) - g(y)]^2,$$
$$\tilde{d} = \tilde{c}\tilde{g} - \int_0^1 dx c(x) g(x), \qquad (4)$$
$$d(x) = [\tilde{g} - \int_0^1 dy g(y)] c(x) +$$
$$+ [\tilde{c} - \int_0^1 dy c(y)] g(x) - \int_0^x dy [g(x) - g(y)][c(x) - c(y)].$$

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

Ренормгрупповое описание модели, задаваемой репличным гамильтонианом (2), было осуществлено нами в рамках теоретико-полевого подхода в двухпетлевом приближении непосредственно для трехмерного случая. Возможные типы критического поведения и их устойчивость во флуктуационной области определяются ренормгрупповыми 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 четырехточечных $\Gamma_{ab}^{(4)}$ вершинных функций имеют вид

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

$$
\begin{aligned}
\Gamma_{ab}^{(4)}\Big|_{k_i=0} &= g_{ab} - p\sum_{c=1}^{n} g_{ac}g_{cb} - 4g_{aa}g_{ab} - \\
&- 4g_{ab}^2 + (8+16h)g_{ab}^3 + (24+8h)g_{aa}^2 g_{ab} + \\
&+ 48hg_{aa}g_{ab}^2 + 4g_{aa}g_{bb}g_{ab} + 8ph\sum_{c=1}^{n} g_{ac}g_{cb}^2 + \\
&+ 8phg_{ab}\sum_{c=1}^{n} g_{ac}g_{cb} + 4phg_{ab}\sum_{c=1}^{n} g_{ac}^2 + \\
&+ 2p\sum_{c=1}^{n} g_{ac}g_{cc}g_{cb} + 4pg_{aa}\sum_{c=1}^{n} g_{ac}g_{cb} + \\
&+ p^2\sum_{c,d=1}^{n} g_{ac}g_{cd}g_{db},
\end{aligned}
\tag{6}
$$

где введены обозначения

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

$$
h(d) = \frac{1}{J^2}\int\frac{d^dk_1 d^dk_2}{(k_1^2+1)(k_2^2+1)((k_1+k_2)^2+1)}, \tag{8}
$$

$$
J = \int d^dk/(k^2+1)^2,\ f(d=3) = \frac{2}{27},\ h(d=3) = \frac{2}{3}, \tag{9}
$$

и осуществлено переопределение $g_{ab} \to g_{ab}/J$. Однако последующая процедура перенормировки вершинных функций и определение β-функций, задающих ренормгрупповые 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. Мы ограничились в данной статье рассмотрением функции $g(x)$ одноступенчатого вида:

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

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 ренормгрупповые 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:

$$
\begin{aligned}
\beta_1 &= -\tilde{g} + (p+8)\tilde{g}^2 - px_0{g_0}^2 - p(1-x_0){g_1}^2 - \\
&+ \frac{4}{27}(41p+190)\tilde{g}^3 + \frac{92}{27}px_0\tilde{g}{g_0}^2 + \\
&+ \frac{92}{27}p(1-x_0)\tilde{g}{g_1}^2 + \frac{8}{3}px_0{g_0}^3 + \frac{8}{3}p(1-x_0){g_1}^3, \\
\beta_2 &= -g_0 + (4-2px_0){g_0}^2 + (4+2p)\tilde{g}g_0 - \\
&- 2p(1-x_0)g_0g_1 + \frac{16}{3}\left(\frac{77}{36}px_0 - 1\right){g_0}^3 - \\
&- \frac{92}{27}(p+2)\tilde{g}^2 g_0 + \frac{8}{3}(2px_0 - 5p - 6)\tilde{g}{g_0}^2 + \\
&+ \frac{40}{3}p(1-x_0){g_0}^2 g_1 - \frac{52}{27}p(1-x_0)g_0{g_1}^2 + \\
&+ \frac{16}{3}p(1-x_0)\tilde{g}g_0g_1, \\
\beta_3 &= -g_1 + (px_0 - 2p + 4){g_1}^2 - px_0{g_0}^2 + \\
&+ (4+2p)\tilde{g}g_1 - \left(\frac{92}{27}px_0 - \frac{308}{27}p + \frac{16}{3}\right){g_1}^3 + \\
&+ \frac{8}{3}px_0{g_0}^3 - \frac{92}{27}(p+2)\tilde{g}^2 g_1 + \frac{8}{3}px_0\tilde{g}{g_0}^2 - \\
&- \left(\frac{8}{3}px_0 + 8p + 16\right)\tilde{g}{g_1}^2 + \frac{20}{27}px_0{g_0}^2 g_1.
\end{aligned}
\tag{11}
$$

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

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

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

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

к которому применяется аппроксимация Паде [L/M] в точке $\theta = 1$. В двухпетлевом приближении для вычисления β-функций мы использовали аппроксимант

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		0.1774103	0	0	0.65355	−0.16924	−0.16924
2		0.1843726	−0.0812240	−0.0812240	$0.525 \pm 0.089i$		0.211
3	0.0	0.1843726	0	−0.0812240	$0.525319 \pm 0.089273i$		−0.039167
	0.1	0.1839722	0	−0.0829404	$0.535185 \pm 0.098291i$		−0.049185
	0.2	0.1835134	0	−0.0846432	$0.547065 \pm 0.106665i$		−0.059851
	0.3	0.1829917	0	−0.0863186	$0.560666 \pm 0.113305i$		−0.071187
	0.4	0.1824035	0	−0.0879503	$0.576473 \pm 0.118038i$		−0.083210
	0.5	0.1817458	0	−0.0895200	$0.595060 \pm 0.120271i$		−0.095927
	0.6	0.1810165	0	−0.0910067	$0.617241 \pm 0.118872i$		−0.109334
	0.7	0.1802154	0	−0.0923872	$0.643936 \pm 0.111389i$		−0.123415
	0.8	0.1793442	0	−0.0936384	$0.675972 \pm 0.092079i$		−0.138133
	0.9	0.1784070	0	−0.0947426	$0.713456 \pm 0.035266i$		−0.153431
	1.0	0.1774103	0	−0.0956920	0.857325	0.65355	−0.169237

[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 было выделено три типа нетривиальных фиксированных точек в представляющей физический интерес области значений параметров $\tilde{g}^* > 0, g_0^* \leq 0$, $g_1^* \leq 0$ (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 $\tilde{g}^*, g_1^*$ 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

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

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 [10]; для изотропной модели Гейзенберга ($p = 3$) устойчива фиксированная точка однородной системы.

Следует отметить, что полученные в данной статье значения вершин $\tilde{g}^*$, g_0^* и собственные значения λ_i матрицы устойчивости в реплично-симметричных фиксированных точках находятся в хорошем соответствии с результатами работы [10], в которой было проведено исследование неупорядоченных трехмерных спиновых систем в двухпетлевом приближении с применением методов суммирования. При проведении сопоставления нужно учитывать, что введенные в [10] вершины v_1, v_2 и вершины $\tilde{g}$, g_0 связаны соотношениями $v_1 = (p+8)\tilde{g} + 9g_0$, $v_2 = 8g_0$, и в силу данного преобразования, а также за счет влияния третьей вершины g_1, собственные значения λ_i матрицы устойчивости претерпевают некоторые изменения в соответствующих фиксированных точках, однако без изменения общего относительного характера их устойчивости. Нами был проведен расчет ряда критических индексов для трехмерной неупорядоченной модели Изинга и однородных моделей с

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		0.1382700	0	0	0.681378	0.131537	0.131537
2		0.2744341	−0.2678523	−0.2678523	1.092061	−14.99922	−18.30806
3	0.0	0.2744341	0	−0.2678523	1.092061	−14.99922	1.745304
	0.1	0.2578105	0	−0.2562879	1.050832	−13.86676	1.564010
	0.2	0.2417139	0	−0.2447617	1.007715	−12.80855	1.384946
	0.3	0.2261734	0	−0.2332726	0.963140	−11.82213	1.208653
	0.4	0.2112310	0	−0.2218288	0.917697	−10.90542	1.035821
	0.5	0.1969437	0	−0.2104508	0.867311	−10.05682	0.872158
	0.6	0.1833842	0	−0.1991760	0.704176	−9.275142	0.827493
	0.7	0.1706399	0	−0.1880615	0.547650	−8.559373	0.784850
	0.8	0.1588089	0	−0.1771867	0.399112	−7.908429	0.745485
	0.9	0.1479902	0	−0.1666512	0.259975	−7.320732	0.710644
	1.0	0.1382700	0	−0.1565674	0.131537	−6.793766	0.681378

$p = 1, 2, 3$. Полученные с применением метода Паде – Бореля значения (исключение составляет индекс η, для которого двухпетлевое приближение является низшим приближением теории) приведены в табл.4, где для сопоставления с ними даны также значения соответствующих индексов из работ [11, 12], в которых рекордные расчеты для трехмерных моделей были проведены в шестипетлевом приближении. Из таблицы видно, что расчеты в двухпетлевом приближении, проводимые непосредственно для трехмерных систем с последовательным применением методов суммирования, обладают достаточной степенью надежности для того, чтобы считать приведенные в работе результаты исследований влияния эффектов НРС достоверными. Имеющиеся к настоящему времени экспериментальные значения критических индексов для изингоподобных неупорядоченных систем достаточно полно представлены в работах [12, 13], в которых наблюдается хорошее соответствие расчетных и экспериментальных значений индексов в пределах соответствующих погрешностей. Отметим также, что результаты применения метода ε-разложения к многовершинным статистическим моделям в независимости от порядка используемого приближения не являются надежными. Это показали как настоящее исследование эффективной трехвершинной модели, так и исследования других моделей, проведенные рядом научных групп [7, 8, 13]. Данная ситуация объясняется конкуренцией между различными типами фиксированных точек в параметричес-

Таблица 4

Значения критических индексов для трехмерных моделей в реплично-симметричных (РС) фиксированных (ФТ) точках

Модель	ФТ	η	ν	γ	β	α
Изинг	РС1	0.0280	0.6311	1.2445	0.3244	0.1068
	[11]	0.031(4)	0.630(2)	1.241(2)	0.325(2)	0.110(5)
	РС2	0.0283	0.6718	1.3294	−0.0154	0.3454
	[12]	0.030(3)	0.678(10)	1.330(17)	−0.034(30)	0.349(5)
XY	РС1	0.0288	0.6673	1.3187	0.3427	−0.0019
	[11]	0.034(3)	0.669(1)	1.316(1)	0.346(1)	−0.007(6)
Гейзенберг	РС1	0.0283	0.6972	1.3787	0.3585	−0.0916
	[11]	0.034(3)	0.705(1)	1.387(1)	0.364(1)	−0.115(9)

ком пространстве многовершинных моделей, которая не позволяет, как правило, осуществлять протяжку $\varepsilon \to 1$ без пересечения маргинальных размерностей системы $3 < d_c < 4$, разделяющих области устойчивости различных фиксированных точек. В отличие от маргинального числа компонент параметра порядка p_c (случай XY-модели с p_c, близким к 2) поиск d_c в рамках теоретико-полевого подхода затруднен сложностями расчета интегралов, возникающих в диаграммах, для пространства произвольной размерности d.

Таким образом, проведенные в двухпетлевом приближении ренормгрупповые исследования трехмерных слабо неупорядоченных систем показали, что их критическое поведение устойчиво относительно влияния эффектов нарушения репличной симметрии. 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. Выделение возможного проявления эффектов нарушения репличной симметрии 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 [14].

Исследования поддержаны Российским фондом фундаментальных исследований (грант # 00-02-16455).

1. S. F. Edwards and P. W. Anderson, J. Phys. **F5**, 965 (1975).
2. J. Emery, Phys. Rev. **B11**, 239 (1975).
3. G. Grinstein and A. Luther, Phys. Rev. **B13**, 1329 (1976).
4. Vik. S. Dotsenko, A. B. Harris, D. Sherrington, R. B. Stinchcombe, J. Phys. **A28**, 3093 (1995).
5. Vik. S. Dotsenko and D. E. Feldman, J.Phys. **A28**, 5183 (1995).
6. Вик. С. Доценко, УФН **165**, 481 (1995).
7. В. В. Прудников, А. В. Иванов, А. А. Федоренко, Письма в ЖЭТФ **66**, 793 (1997); В. В. Прудников, С. В. Белим, А. В. Иванов и др., ЖЭТФ **114**, 972 (1998); В. В. Прудников, П. В. Прудников, А. А. Федоренко, ЖЭТФ **116**, 611 (1999); V. V. Prudnikov, P. V. Prudnikov, and A. A. Fedorenko, Phys. Rev. **B62**, 8777 (2000).
8. К. Б. Варнашев, А.И.Соколов, ФТТ **38**, 3665 (1996); A. I. Sokolov, K. B. Varnashev, and A. I. Mudrov, Int. J. Mod. Phys. **B12**, 12/13, 1365 (1998); A. I. Sokolov and K. B. Varnashev, Phys. Rev. **B59**, 13, 8363 (1999).
9. M. Mezard and G. Parisi, J. Phys. **I1**, 809 (1991); M. Mezard, G. Parisi, and M. Virasoro, *Spin-Glass Theory and Beyond*, Singapore: World Scientific, 1987.
10. G. Jug, Phys. Rev. **B27**, 609 (1983).
11. J. C. LeGuillou and J. Zinn-Justin, Phys. Rev. **B21**, 3976 (1980).
12. A. Pelissetto and E. Vicari, e-print cond-mat/0002402.
13. R. Folk, Yu. Holovatch, and T. Yavors'kii, e-print cond-mat/9909121.
14. M. M. Tsypin, Phys. Rev. **B55**, 8911 (1997).