Мультикритическое поведение неупорядоченных систем с двумя параметрами порядка

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

Омский государственный университет,
644077 Омск, Россия

E-mail: prudnikv@univer.omsk.su

*(Поступила в Редакцию 10 февраля 1999 г.
В окончательной редакции 14 мая 1999 г.)*

Проведено теоретико-полевое описание фазовых превращений в неупорядоченных системах с двумя взаимодействующими параметрами порядка. Непосредственно для трехмерных систем в двухпетлевом приближении с применением техники суммирования Паде–Бореля проведен анализ ренорм-групповых функций, выделены фиксированные точки, соответствующие устойчивому мультикритическому поведению. Исследовано влияние точечных замороженных примесей на характер фазовых диаграмм систем.

Существует широкий класс систем [1,2], в которых наблюдаемый фазовый переход не может быть описан одним параметром порядка, преобразующимся по одному неприводимому представлению. Фазовые диаграммы подобных систем имеют особую мультикритическую точку, носящую бикритический или тетракритический характер. В первом случае в ней пересекаются две линии фазовых переходов II рода и одна линия фазового перехода I рода, во втором — четыре линии фазовых переходов II рода. В непосредственной окрестности мультикритической точки система демонстрирует специфическое критическое поведение, характеризующееся конкуренцией типов упорядочения. При этом если реализуется бикритическое поведение, то в системе происходит вытеснение одного параметра порядка другим, в то время как тетракритическое поведение допускает существование смешанной фазы с сосуществующими обоими типами упорядочения.

Модельный гамильтониан системы с двумя связанными параметрами порядка ϕ и ψ, принадлежащими двум различным неприводимым представлениям размерности n и m, имеет вид

$$\mathcal{H}_0 = \int d^d x \Bigg(\frac{1}{2}\Big[r_1\phi^2 + r_2\psi^2 + (\nabla\phi)^2 + (\nabla\psi)^2 \Big] + \frac{u_{10}}{4!}(\phi^2)^2 + \frac{u_{20}}{4!}(\psi^2)^2 + \frac{2u_{30}}{4!}\phi^2\psi^2 \Bigg),$$

$$\phi^2 = \sum_{i=1}^{n} \phi_i^2, \qquad \psi^2 = \sum_{i=1}^{m} \psi_i^2,$$

$$(\nabla\phi)^2 = \sum_{i=1}^{n} (\nabla\phi_i)^2, \qquad (\nabla\psi)^2 = \sum_{i=1}^{m} (\nabla\psi_i)^2. \qquad (1)$$

Анализ проблемы фазового перехода в такой системе был проведен в работах [3,4] в рамках метода ε-разложения в однопетлевом приближении. Недавно с целью уточнения зависимости характер мультикритического поведения от структуры параметров порядка нами в работе [5] было проведено теоретико-полевое описание непосредственно трехмерной системы, описываемой гамильтонианом (1), в рамках двухпетлевого приближения без использования ε-разложения. Исследования критических явлений показывают [6], что такой подход наиболее адекватно описывает критическое поведение и его применение в высокопетлевом приближении совместно с методами суммирования асимптотически сходящихся рядов позволяет достигать высокой точности результатов. В [5] был осуществлен анализ ренорм-групповых функций в двухпетлевом приближении с применением техники суммирования Паде–Бореля, выделены фиксированные точки, соответствующие устойчивому бикритическому и тетракритическому поведению. Выявленное в [5] существенное изменение значений координат фиксированных точек и условий их стабильности по сравнению с [3,4] вызывает заметное изменение фазовых диаграмм в критической области, а также приводит к другим видам симметрии системы в мультикритической точке.

Проведем исследование влияния точечных замороженных примесей на мультикритическое поведение системы с двумя взаимодействующими параметрами порядка. Известно [7], что неупорядоченность системы, создаваемая присутствием замороженных примесей, проявляется в виде случайных возмущений локальной критической температуры или в виде случайных полей. Благодаря тому что случайное поле нарушает симметрию системы по отношению к изменению знака параметра порядка, статистические свойства этих неупорядоченных систем существенно отличаются. Ферро- и антиферромагнитные системы, содержащие немагнитные атомы примеси в отсутствие внешнего магнитного поля, могут служить примером неупорядоченных систем с возмущением типа случайной критической температуры, в то время как в однородном магнитном поле присутствие немагнитных атомов примеси в анизотропных антиферромагнетиках проявляется в виде случайных полей [8]. В данной работе исследуется мультикритическое поведение систем с беспорядком типа случайной температуры. Подобное поведение может реализоваться в неупорядоченных системах, в которых, как в MnAs [9], последовательность фазовых переходов описывается введением двух взаимодействующих параметров порядка различной природы, соответствующих структурному и ферромагнитному фазовым переходам, или в XY-подобных антиферромагнетиках типа Cr_2TeO_6, $KCuF_3$ и т.д. [10], в которых мультикритическая точка возникает при нулевом значении внешнего магнитного поля. В ряде случаев описание мультикритического поведения неупорядоченных бинарных сплавов, состоящих из магнитных атомов двух сортов со смешанным обменным взаимодействием, может соответствовать введению беспорядка типа случайной критической температуры в системе со связанными параметрами порядка [11,12].

Ранее исследование влияния неупорядоченности типа случайной температуры на мультикритическое поведение системы уже проводилось в работах [11–13] в рамках метода ε-разложения в однопетлевом приближении. Однако на примере однородной системы в [5] наглядно было показано слабое соответствие предсказаний однопетлевого приближения реальному мультикритическому поведению. В случае неупорядоченных систем можно ожидать еще более существенных отличий, на что указывают исследования неупорядоченных систем, характеризующихся одним параметром порядка [14,15]. Для неупорядоченных изингоподобных систем в однопетлевом приближении возникает случайное вырождение в системе реном-групповых уравнений для вершин взаимодействия [16]. Это не позволяет в данном приближении исследовать поведение единственного класса неупорядоченных систем, в которых присутствие примеси реально сказывается на характеристиках их критического поведения. В данной работе предлагаются результаты применения теоретико-полевого подхода в двухпетлевом приближении непосредственно для трехмерных систем.

Гамильтониан системы с двумя взаимодействующими параметрами порядка, содержащей замороженные примеси типа случайной температуры, может быть представлен в виде

$$\mathcal{H}[\phi,\psi]=\mathcal{H}_0[\phi,\psi]+\mathcal{H}_{\rm imp}[\phi,\psi], \qquad (2)$$

где $\mathcal{H}_0[\phi,\psi]$ — гамильтониан однородной системы (1), а слагаемое $\mathcal{H}_{\rm imp}[\phi,\psi]$, задающее взаимодействие примесей с флуктуациями параметров порядка, может быть определено как

$$\mathcal{H}_{\rm imp}[\phi,\phi]=\frac{1}{2}\int d^dx\Big[V_1(x)\phi^2+V_2(x)\psi^2\Big]. \qquad (3)$$

Здесь $V_i(x)$ — потенциалы случайного поля примесей с гауссовым распределением, корреляторы которых в случае точечных примесей определяются выражениями

$$\langle\langle V_i(x)\rangle\rangle=0,\quad \langle\langle V_1(x)\,V_1(x')\rangle\rangle=-u_{40}\delta(x-x').$$
$$\langle\langle V_2(x)\,V_2(x')\rangle\rangle=-u_{50}\delta(x-x'),$$
$$\langle\langle V_1(x)\,V_2(x')\rangle\rangle=-u_{60}\delta(x-x'). \qquad (4)$$

Применение метода реплик позволяет легко провести усреднение по случайному распределению примесей и свести задачу статистического описания слабонеупорядоченной системы к задаче статистического описания однородной системы с эффективным гамильтонианом

$$\mathcal{H}_{\rm repl}[\boldsymbol{\phi},\boldsymbol{\psi}]=\sum_{\alpha=1}^{k}\mathcal{H}_0[\phi_\alpha,\psi_\alpha]+\frac{1}{2}\sum_{\alpha=1}^{k}\sum_{\beta=1}^{k}\Big[u_{40}\phi_\alpha^2\phi_\beta^2 + u_{50}\psi_\alpha^2\psi_\beta^2+2u_{60}\phi_\alpha^2\psi_\beta^2\Big], \qquad (5)$$

содержащим k образов ("реплик") исходной однородной составляющей $\mathcal{H}_0$ и ряд дополнительных слагаемых с примесными вершинами u_{40}, u_{50}, u_{60}, которые задают эффективное взаимодействие через поле примесей $(k\times n)$ и $(k\times m)$ — компонентных параметров порядка. Данная статистическая модель термодинамически эквивалентна исходной неупорядоченной модели в пределе $k\to 0$.

Как известно, в рамках теоретико-полевого подхода [17] асимптотическое критическое поведение и структура фазовых диаграмм во флуктуационной области определяется реном-групповым уравнением Каллана–Симанчика для вершинных частей неприводимых функций Грина. Для вычисления β-функций (реном-групповых), как функций перенормированных вершин взаимодействия u_i $(i=1,\dots,6)$, входящих в реном-групповое уравнение, мы применили стандартный метод, основанный на диаграммной технике Фейнмана и процедуре перенормировки [18]. В результате в рамках двухпетлевого приближения мы получили следующие выражения для β-функций:

$$\beta_1(u)=-u_1+\frac{(n+8)}{6}u_1^2+\frac{m}{6}u_3^2+24u_1u_4-\frac{(41n+190)}{243}u_1^3 -\frac{2m}{27}u_3^3-\frac{23m}{243}u_1u_3^2-\frac{184m}{81}u_1u_3u_6-\frac{16m}{9}u_3^2u_6 -\frac{(400n+2096)}{81}u_1^2u_4-\frac{5920}{27}u_1u_4^2-\frac{8m}{9}u_3^2u_4,$$

$$\beta_2(u)=-u_2+\frac{(m+8)}{6}u_2^2+\frac{n}{6}u_3^2+24u_2u_5-\frac{(41m+190)}{243}u_2^3 -\frac{2n}{27}u_3^3-\frac{23n}{243}u_2u_3^2-\frac{184n}{81}u_2u_3u_6-\frac{16n}{9}u_3^2u_6 -\frac{(400m+2096)}{81}u_2^2u_5-\frac{5920}{27}u_2u_5^2-\frac{8n}{9}u_3^2u_5,$$

$$\beta_3(u)=-u_3+\frac{2}{3}u_3^2+\frac{(n+2)}{6}u_1u_3+\frac{(m+2)}{6}u_2u_3+4u_3u_4 +4u_3u_5+16u_3u_6-\frac{5(n+m)+72}{486}u_3^3 -\frac{23(n+2)}{486}u_1^2u_3-\frac{23(m+2)}{486}u_2^2u_3-\frac{(n+2)}{9}u_1u_3^2 -\frac{(m+2)}{9}u_2u_3^2-\frac{20(n+m)+432}{81}u_3^2u_6 -\frac{8(n+3)}{9}u_3^2u_4-\frac{8(m+3)}{9}u_3^2u_5-\frac{368}{27}u_3u_4^2 -\frac{368}{27}u_3u_5^2-\frac{92(n+2)}{81}u_1u_3u_4-\frac{92(m+2)}{81}u_2u_3u_5 -\frac{8(n+2)}{3}u_1u_3u_6-\frac{8(m+2)}{3}u_2u_3u_6-64u_3u_6^2 -64u_3u_4u_6-64u_3u_5u_6,$$

Значения фиксированных точек неупорядоченной системы и собственных значений матрицы устойчивости

n	m	u_1^*	u_2^*	u_3^*	u_4^*	u_5^*	u_6^*	b_i $(i = 1, \ldots, 6)$
1	1	1.58892	1.58892	0	−0.03448	−0.03448	0	$0.4612 \pm 0.222i$, 0.0362, $0.4612 \pm 0.222i$, 0.0362
1	2	1.58892	0.93832	0	−0.03448	−0.00026	0	$0.4612 \pm 0.222i$, 0.0183, 0.0183, 0.6671, 0.0017
1	2	1.58892	0.93498	0	−0.03448	0	0	$0.4612 \pm 0.222i$, 0.0172, 0.0172, 0.6673, −0.0017
1	3	1.58892	0.82962	0	−0.03448	0	0	$0.4612 \pm 0.222i$, 0.0834, 0.0834, 0.1315, 0.6814
1	3	1.58892	1.28357	0	−0.03448	−0.07098	0	$0.4612 \pm 0.222i$, 0.3266, 0.3266, 5.9782, −3.1324
2	2	0.93832	0.93832	0	−0.00026	−0.00026	0	0.6671, 0.0017, 0.0017, 0.0005, 0.0005, 0.6671
2	2	0.93498	0.93498	0	0	0	0	0.6673, −0.0017, −0.0017, −0.0017, −0.0017, 0.6673
2	3	0.93832	0.82962	0	−0.00026	0	0	0.6671, 0.0017, 0.0659, 0.0659, 0.1315, 0.6814
2	3	0.93498	0.82962	0	0	0	0	0.6673, −0.0017, 0.1315, 0.6814, 0.0648, 0.0648
3	3	0.82962	0.82962	0	0	0	0	0.6814, 0.1315, 0.1315, 0.6814, 0.1315, 0.1315

$$\begin{aligned}\beta_4(u) = {} & -u_4 + 16u_4^2 + \frac{n+2}{3}u_1u_4 + \frac{m}{3}u_3u_6 - \frac{3040}{27}u_4^3 \\ & - \frac{2m}{27}u_3^2u_6 - \frac{8m}{3}u_3u_6^2 - \frac{400(n+2)}{81}u_1u_4^2 \\ & - \frac{23(n+2)}{243}u_1^2u_4 - \frac{5m}{243}u_3^2u_4 - \frac{184m}{81}u_3u_4u_6,\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\beta_5(u) = {} & -u_5 + 16u_5^2 + \frac{m+2}{3}u_2u_5 + \frac{n}{3}u_3u_6 - \frac{3040}{27}u_5^3 \\ & - \frac{2n}{27}u_3^2u_6 - \frac{8n}{3}u_3u_6^2 - \frac{400(m+2)}{81}u_2u_5^2 \\ & - \frac{23(m+2)}{243}u_2^2u_5 - \frac{5n}{243}u_3^2u_5 - \frac{184n}{81}u_3u_5u_6,\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\beta_6(u) = {} & -u_6 + 8u_6^2 + \frac{(n+2)}{6}u_1u_6 + \frac{(m+2)}{6}u_2u_6 \\ & + \frac{n}{6}u_3u_4 + \frac{m}{6}u_3u_5 + 4u_4u_6 + 4u_5u_6 - \frac{64}{3}u_6^3 \\ & - \frac{4(n+2)}{3}u_1u_6^2 - \frac{4(m+2)}{3}u_2u_6^2 - \frac{23(n+2)}{486}u_1^2u_6 \\ & - \frac{23(m+2)}{486}u_2^2u_6 - \frac{368}{27}u_4^2u_6 - \frac{368}{27}u_5^2u_6 - 32u_4u_6^2 \\ & - 32u_5u_6^2 - \frac{n}{27}u_3^2u_4 - \frac{4n}{9}u_3u_4^2 - \frac{m}{27}u_3^2u_5 \\ & - \frac{4m}{9}u_3u_5^2 - \frac{5(n+m)}{486}u_3^2u_6 - \frac{20(n+m)}{81}u_3u_6^2 \\ & - \frac{92(n+2)}{81}u_1u_4u_6 - \frac{92(m+2)}{81}u_2u_5u_6 \\ & - \frac{16n}{9}u_3u_4u_6 - \frac{16m}{9}u_3u_5u_6. \qquad (6)\end{aligned}$$

Известно, что ряды теории возмущений являются асимптотически сходящимися, а вершины взаимодействия флуктуаций параметров порядка во флуктуационной области $r_1, r_2 \to 0$ достаточно велики, чтобы можно было непосредственно применять выражения (6). Поэтому с целью извлечения из полученных выражений нужной физической информации мы применили обобщенный метод Паде–Бореля, используемый для суммирования асимптотически сходящихся рядов. При этом прямое и обратное преобразования Бореля, обобщенные на шестипараметрический случай, имеют вид

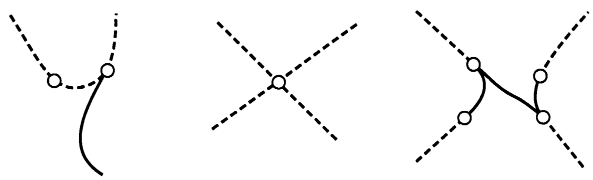
$$\begin{aligned}f(u_1, \ldots, u_6) &= \sum_{i_1,\ldots,i_6} c_{i_1,\ldots,i_6} u_1^{i_1}u_2^{i_2}u_3^{i_3}u_4^{i_4}u_5^{i_5}u_6^{i_6} \\ &= \int_0^\infty e^{-t}F(u_1t, \ldots, u_6t)dt,\end{aligned}$$

$$F(u_1, \ldots, u_6) = \sum_{i_1,\ldots,i_6} \frac{c_{i_1,\ldots,i_6}}{(i_1 + \cdots + i_6)} u_1^{i_1}u_2^{i_2}u_3^{i_3}u_4^{i_4}u_5^{i_5}u_6^{i_6}. \quad (7)$$

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

$$\begin{aligned}F(u_1, \ldots, u_6\lambda) = {} & \sum_{k=0}^\infty \lambda^k \sum_{i_1,\ldots,i_6} \frac{c_{i_1,\ldots,i_6}}{k!} \\ & \times u_1^{i_1}u_2^{i_2}u_3^{i_3}u_4^{i_4}u_5^{i_5}u_6^{i_6}\lambda_{i_1+\cdots+i_6,k}, \quad (8)\end{aligned}$$

к которому применяется аппроксимация Паде $[L/M]$ в точке $\lambda = 1$. Данная техника была предложена и апробирована в работах [19] для описания критического поведения ряда систем, характеризующихся несколькими вершинами взаимодействия флуктуаций параметра порядка. Выявленное в [19] свойство сохранения симметрии



Возможные типы фазовых диаграмм. Сплошные линии соответствуют кривым фазовых переходов I рода, штриховые — переходам II рода.

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

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

$$\beta_i(u_1^*, u_2^*, u_3^*, u_4^*, u_5^*, u_6^*) = 0 \quad (i = 1, \dots, 6). \qquad (9)$$

Требование устойчивости фиксированной точки сводится к условию, чтобы собственные значения b_i матрицы

$$B_{i,j} = \frac{\partial \beta_i((u_1^*, u_2^*, u_3^*, u_4^*, u_5^*, u_6^*)}{\partial u_j} \qquad (10)$$

лежали в правой комплексной полуплоскости.

Полученная система просуммированных β-функций для каждого значения n и m содержит широкое разнообразие фиксированных точек. В таблице приведены устойчивые фиксированные точки системы для наиболее физически интересных значений n и m, а также ряд неустойчивых в двухпетлевом приближении фиксированных точек, которые будут полезны для последующего анализа. В таблице приведены также собственные значения матрицы устойчивости для соответствующих фиксированных точек.

Анализ характера фиксированных точек и их устойчивости позволяет сделать следующий общий вывод: присутствие примесей в системе приводит к флуктуационному расцеплению связи параметров порядка и осуществлению лишь единственного типа устойчивого мультикритического поведения — тетракритического с общей симметрией системы $SO(n) \oplus SO(m)$. При этом в случае однокомпонентных параметров порядка ($n = m = 1$) наличие примесей существенно и приводит к критическому поведению с индексами, соответствующими индексам неупорядоченной модели Изинга [14,15]. Что касается случаев с $n = 1$, $m = 2$, $n = 2$, $m = 2$, хотя проведенные расчеты и показывают, что стабильна фиксированная точка с отличными от нуля значениями примесных вершин u_4^*, u_5^* для обоих параметров порядка, мы склонны считать, что в более высоких порядках приближения стабильной становится точка, в которой при общем эффекте расцепления связи параметров порядка значения примесных вершин лишь для однокомпонентных параметров порядка отличны от нуля. Указанием на это, с одной стороны, может служить слабая устойчивость фиксированных точек первого типа при слабой неустойчивости фиксированных точек второго типа, с другой стороны, аналогичная ситуация возникает при анализе влияния примесей на критическое поведение систем с одним параметром порядка в двухпетлевом приближении [14,20]. В случаях с $n, m \geqslant 3$ устойчива только однородная фиксированная точка, совпадающая с точкой типа 3 однородной системы [5] и имеющая тетракритический характер. Таким отразом, когда параметры порядка системы характеризуются числом компонент бóльшим или равным двум, присутствие примесей не сказывается на характеристиках их критического поведения, а мультикритическое поведение носит тетракритический характер. Из-за того что для систем с двумя параметрами порядка присутствие примесей привело к существенному ограничению на возможные типы устойчивых фиксированных точек, заметно изменяется по сравнению с однородными системами и число видов возможных фазовых диаграмм. Принципиальный момент изменения связан с тем, что в неупорядоченных системах не может реализоваться фазовая диаграмма, содержащая бикритическую точку. Критические флуктуации и флуктуации локальной критической температуры для взаимодействующих полей в неупорядоченных системах, затравочные значения вершин которых удовлетворяют условию бикритичности $u_{30}^2 \geqslant u_{10}u_{20}$ [5], разрушают как устойчивость бикритического поведения, так и связь параметров порядка. В результате фазовые диаграммы, имеющие бикритический характер за пределами критической области, будут содержать в критической области включения кривых фазовых переходов первого рода с реализацией диаграммы, изображенной на рисунке, *a*. Если же затравочные значения вершин системы удовлетворяют условию тетракритичности $u_{30}^2 < u_{10}u_{20}$, то возможны только фазовые диаграммы, изображенные на рисунке, *b* и *c*.

В заключение мы надеемся, что выявленные отличия в мультикритическом поведении однородных и неупорядоченных систем с конкурирующими параметрами порядка найдут свое отражение в постановке и анализе экспериментальных работ по мультикритическому поведению соответствующих систем.

Исследования поддержаны РФФИ (грант № 97-02-16124).

Список литературы

[1] К.С. Александров, А.Т. Анистратов, Б.В. Безносиков, Н.В. Федосеева. Фазовые переходы в кристаллах галоидных соединений ABX_3. Наука, Новосибирск (1981).
[2] Y. Shapira. In: Multicritical phenomena. Plenum press, London–N.Y. (1984). P. 35.

[3] И.Ф. Люксютов, В.Л. Покровский, Д.Е. Хмельницкий. ЖЭТФ **69**, *5*, 1817 (1975).
[4] J.M. Kosterlitz, D.R. Nelson, M.E. Fisher. Phys. Rev. **B13**, *1*, 412 (1976).
[5] В.В. Прудников, П.В. Прудников, А.А. Федоренко. Письма в ЖЭТФ **68**, *12*, 900 (1998).
[6] G.A. Baker, B.G. Nickel, M.S. Green, D.I. Meiron. Phys. Rev. Lett. **36**, *23*, 1351 (1976); J.C. Le Guillou, J. Zinn-Justin. Phys. Rev. Lett. **39**, *2*, 95 (1977); G.A. Baker, B.G. Nickel, D.I. Meiron. Phys. Rev. **B17**, *3*, 1365 (1978); J.C. Le Guillou, J. Zinn-Justin. Phys. Rev. **B21**, *9*, 3976 (1980).
[7] R.B. Stinchcombe. In: Phase transitions and critical phenomena / Ed. by C. Domb, J.L. Lebositz, Acad. Press, N.Y. (1983). V. 7, p. 151.
[8] S. Fishman, A. Aharony. J. Phys. **C12**, L729 (1979).
[9] В.Е. Найш, Ю.Н. Скрябин, В.Н. Сыромятников. Физика металлов и металловедение **52**, 1147 (1981).
[10] D. Mukamel. Phys. Rev. **B14**, *3*, 1303 (1976).
[11] Y.A. Izyumov, Y.N. Skryabin, V.M. Laptev. Phys. Stat. Sol. **B87**, *2*, 441 (1978).
[12] В.Ш. Лаптев, Ю.Н. Скрябин. ФТТ **22**, *10*, 2949 (1980).
[13] А.А. Лисянский, А.Э. Филиппов. УФЖ **32**, *4*, 626 (1987).
[14] G. Jug. Phys. Rev. **B27**, *1*, 609 (1983).
[15] I.O. Mayer, A.I. Sokolov, B.N. Shalayev. Ferroelectrics **95**, *1*, 93 (1989); I.O. Mayer. J. Phys. **A22**, *12*, 2815 (1989).
[16] A.B. Harris, T.C. Lubensky. Phys. Rev. Lett. **33**, 1540 (1974); T.C. Lubensky. Phys. Rev. **B11**, 3573 (1975); Д.Е. Хмельницкий. ЖЭТФ **68**, *5*, 1960 (1975).
[17] D. Amit. Field theory the renormalization group and critical phenomena. McGraw-Hill, N.Y. (1976).
[18] J. Zinn-Justin. Quantum field theory and critical phenomena. Clarendon Press, Oxford (1989).
[19] S.A. Antonenko, A.I. Sokolov. Phys. Rev. **B49**, 15 901 (1994); К.Б. Варнашев, А.И. Соколов. ФТТ **38**, 3665 (1996); A.I. Sokolov, K.B. Varnashev, A.I. Mudrov. Int. J. Mod. Phys. **B12**, 1365 (1998).
[20] В.В. Прудников, А.Н. Вакилов. ЖЭТФ **101**, *6*, 1853 (1992).