

УДК 539.2

© 1991

КРИТИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА ТЕТРАГОНАЛЬНЫХ И ГЕКСАГОНАЛЬНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ С *d*-СПАРИВАНИЕМ

С. А. Антоненко, А. И. Соколов, Б. Н. Шалаев

В двухпетлевом приближении перенормированной теории возмущений изучено критическое поведение трехзарядной модели с N -компонентным комплексным параметром порядка, описывающей фазовые переходы в анизотропных сверхпроводниках с экзотическими видами спаривания. Ренормгрупповые разложения пересуммированы с помощью техники Паде—Бореля, которая, как показано, сохраняет их симметричные свойства и позволяет получать значения критических индексов, отличающиеся от точных не более чем на 0.01—0.02. Установлено, что на диаграмме состояний гексагонального сверхпроводника с d -спариванием имеется сектор фазовых переходов 2-го рода. Им отвечают критические индексы $\gamma=1.38$, $\eta=0.03$, $\nu=0.70$, $\alpha=-0.10$, $\beta=0.36$, почти не отличающиеся от индексов модели Гейзенберга. В тетрагональных (и кубических) сверхпроводниках наблюдается флуктуационная дестабилизация непрерывных фазовых переходов, а на фазовых диаграммах этих кристаллов есть области, где эффективные критические индексы численно близки к индексам трехмерной XY-модели.

Сегодня известны многочисленные экспериментальные факты, указывающие на нетривиальный характер спаривания носителей заряда в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) и сверхпроводниках с тяжелыми фермионами (СТФ). Отметим среди них степенное поведение теплоемкости, теплопроводности и коэффициента поглощения звука при низких температурах и необычный вид критических аномалий теплоемкости [1–3]. С другой стороны, возникновению экзотических видов спаривания, в частности d -спаривания, должны способствовать сильные кулоновские корреляции, характерные для обсуждаемых материалов, а также известные особенности их электронных спектров и кристаллических структур [4–7]. В теории эта тенденция оказывается удивительно устойчивой по отношению к выбору физической природы носителей и конкретного механизма их взаимодействия. Она отчетливо проявляется в различных моделях с взаимодействием в виде сверхобмена [8] или обмена спиновыми флуктуациями [9], в андерсоновской модели RVB [10], в моделях спиновых поляронов [11], спиновых мешков [12] и в некоторых других.

Вторая отличительная черта ВТСП и STF — большая ширина критической области. Действительно, поскольку число Гинзбурга $Gi \sim (T_c/\epsilon_F)^4$, а отношение T_c/ϵ_F для обсуждаемых материалов аномально велико, Gi здесь оказывается на 10–12 порядков больше, чем у обычных сверхпроводников, и малость этого числа (по сравнению с единицей) носит не столько буквенный, сколько численный характер, т. е. обусловлена факторами типа $1/32\pi^2$. Первые оценки Gi для конкретных ВТСП приводили к сильному разбросу его значений [13]. Однако сегодня, анализируя результаты высокопрецизионных экспериментов, выполненных в последние год-два, можно определить величину числа Гинзбурга с точностью до порядка и даже более высокой (см. обзор [14]). Так, Gi $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ заключено в интервале 0.001–0.01, наиболее вероятным его значением, по-видимому, следует считать 0.003 [14]; у $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ $Gi \sim 0.05$ [15]. Столь большие размеры критической области позволяют не только на-

блюдать, но и детально исследовать флуктуационные аномалии в термодинамике и кинетике ВТСП. Внутренние значения G_i характерны и для СТФ, а учет взаимодействия критических флуктуаций позволяет объяснить многие особенности поведения $U_{1-x}\text{Th}_x\text{Be}_{13}$ [16], хотя оценки $G_i = 0.1 \div 0.7$ для этого материала [16] и $G_i \sim 0.3$ для UBe_{13} [17] могут оказаться чересчур оптимистичными.

Две отмеченные особенности новых сверхпроводников делают физически осмысленным теоретический анализ критической термодинамики анизотропных систем с d -спариванием, которому посвящена настоящая работа. Такая задача ставится не впервые. Ранее были вычислены флуктуационные поправки к теплоемкости при учете кристаллической анизотропии коррелятора [3], в пренебрежении ею выведены и исследованы уравнения ренормализационной группы (РГ) в однопетлевом — «паркетном» — приближении [18-21], сделана попытка выяснить, как анизотропия коррелятора влияет на характер критических асимптотик [18]. Общей чертой работ [18-21] является использование низшего порядка перенормированной теории возмущений. Хорошо известно, однако, что это приближение — весьма грубая аппроксимация, приводящая к неудовлетворительным количественным и зачастую к неверным качественным результатам, особенно в случае систем с нетривиальной симметрией. Поэтому вопрос о критическом поведении анизотропных сверхпроводников с d -спариванием фактически остается открытым.

Ниже мы изучим критическую термодинамику моделей этих сверхпроводников в двухпетлевом приближении, используя для обработки РГ разложений технику суммирования асимптотических рядов. Выбор подобной аппроксимационной схемы обусловлен тем, что, с одной стороны, ее употребление еще не сопряжено с чрезмерно громоздкими вычислениями, а с другой — она уже обеспечивает вполне приемлемый уровень точности, о чем говорит сравнение друг с другом результатов, полученных в двух [22]- трех [23, 24]- и четырехпетлевом [25, 26] приближениях для трехмерных и двумерных анизотропных систем.

1. Уравнения РГ, аппроксиманты и фиксированные точки

Итак, флуктуационный гамильтониан, с которым мы будем работать, имеет вид

$$H = \frac{1}{2} \int d^3x \left[m_0^2 \varphi_\alpha \varphi_\alpha^* + \nabla \varphi_\alpha \nabla \varphi_\alpha^* + \frac{u_0}{2} \varphi_\alpha \varphi_\alpha^* \varphi_\beta \varphi_\beta^* + \frac{v_0}{2} \varphi_\alpha \varphi_\alpha^* \varphi_\alpha^* \varphi_\alpha^* + \frac{w_0}{2} \varphi_\alpha \varphi_\alpha^* \varphi_\beta^* \varphi_\beta^* \right], \quad (1)$$

где $\alpha, \beta = 1, \dots, N$. При $N=2$ этот гамильтониан описывает фазовые переходы в тетрагональных и гексагональных ($v_0=0$) сверхпроводниках с d -спариванием, а при $N=3$ в кубических сверхпроводниках [27]. Кроме того, ему отвечают некоторые частные режимы критического поведения сверхпроводников с двумя — s и d — параметрами порядка [28].

Как известно, характер критических асимптотик и структура диаграммы состояний во флуктуационной области определяются видом уравнений РГ для безразмерных констант связи u, v, w . Вывод их стандартен, и мы сразу приведем результат

$$\begin{aligned} \dot{u} &= u - u^2 - \frac{4}{N+4} (uv + uw + w^2) + \frac{2}{27(N+4)^2} [(41N + 95)u^3 + \\ &+ 200u^2v + 200u^2w + 46wv^2 + (46N + 216)uw^2 + 92uvw + 144wv^2 + \\ &+ (36N + 72)w^3], \\ \dot{v} &= v \left\{ 1 - \frac{2}{N+4} \left(3u + \frac{5}{2}v + 4w \right) + \frac{2}{27(N+4)^2} [(23N + 185)u^2 + \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + 136v^2 + (28N + 180)w^2 + 362uv + 524uw + 380v \cdot w \Big\}, \\
\dot{w} = w & \left\{ 1 - \frac{2}{N+4} \left(3u + v + \frac{N}{2} w \right) + \frac{2}{27(N+4)^2} \left[(23N + 185)u^2 + \right. \right. \\
& \left. \left. + 28v^2 + (36 - 8N)w^2 + 200uv + (54N + 92)uw + 56v \cdot w \right] \right\}, \\
& f \equiv df/d| \ln m|. \tag{2}
\end{aligned}$$

Перед тем как анализировать уравнения (2), обрисует кратко картину, которую дает «паркетное» приближение. В этом приближении уравнения РГ имеют 8 фиксированных точек

$$1) u_c = v_c = w_c = 0,$$

$$2) u_c = 1, \quad v_c = w_c = 0,$$

$$3) u_c = 0, \quad v_c = \frac{N+4}{5}, \quad w_c = 0,$$

$$4) u_c = \frac{N+4}{5N-4}, \quad v_c = \frac{(N-2)(N+4)}{5N-4}, \quad w_c = 0,$$

$$5), 6) u_c = \frac{N+4}{2} \frac{N^2 - 4N + 48 \pm N \sqrt{N^2 - 24N + 48}}{N^3 + 4N^2 - 24N + 144},$$

$$v_c = 0, \quad w_c = \frac{N+4}{4} \left(1 - \frac{6}{N+4} u_c \right),$$

$$7), 8) u_c = \frac{N+4}{10} \frac{5N^2 + 4N + 368 \pm |5N - 16| \sqrt{N^2 - 136N + 304}}{5N^3 - 36N^2 + 120N + 80},$$

$$v_c = \frac{(N-8)(N+4)}{5N-16} \left(1 - \frac{6}{N+4} u_c \right), \quad w_c = \frac{3(N+4)}{5N-16} \left(1 - \frac{6}{N+4} u_c \right). \tag{3}$$

Координаты первых четырех из них вещественны при любых N , пятой и шестой — при $N < 2.20$ и $N > 21.8$, седьмой и восьмой — при $N < 2.27$ и $N > 133.7$. В наиболее интересном случае $N=2$ координаты всех точек с четными номерами совпадают, т. е. «гейзенберговская» фиксированная точка $u_c=1, v_c=w_c=0$ оказывается четырехкратно вырожденной. Столь сильное вырождение, как мы увидим, является случайным и полностью снимается в следующем порядке теории возмущений. При $N=3$ все четыре фиксированных точки невырождены, и среди них, как и в случае $N=2$, нет устойчивых узлов.

Обратимся теперь к двухпетлевым разложениям (2). Известно, что ряды такого типа являются расходившимися, и добыть из них физическую информацию можно, лишь подвергнув той или иной процедуре пересуммирование. Для этой цели наиболее часто (и с наибольшим успехом) используется преобразование Бореля в сочетании с каким-либо из методов аналитического продолжения, т. е. построения аппроксимант борелевского образа. В данной задаче нам приходится работать с трехмерными рядами, и преобразование Бореля для представляемых ими функций имеет вид

$$f(u, v, w) = \sum_{ijk} c_{ijk} u^i v^j w^k = \int_0^\infty e^{-t} F(ut, vt, wt) dt, \tag{4}$$

где борелевский образ

$$F(x, y, z) = \sum_{ijk} \frac{c_{ijk}}{(i+j+k)!} x^i y^j z^k. \tag{5}$$

К сожалению, мы не располагаем никакой другой информацией о поведении коэффициентов C_{ijk} при больших i, j, k , кроме той, что они факто-

риально растут с ростом индексов. В такой ситуации естественно прибегнуть к простейшим вариантам аппроксимации $F(x, y, z)$, а именно к построению аппроксимант Чисхолма [29]

$$[K, L, M/N, P, Q] = \sum_{k=0}^K \sum_{l=0}^L \sum_{m=0}^M a_{klm} x^k y^l z^m \left(\sum_{n=0}^N \sum_{p=0}^P \sum_{q=0}^Q b_{npq} x^n y^p z^q \right)^{-1} \quad (6)$$

либо аппроксимант Паде по переменной λ для так называемого разрешающего ряда [30]

$$\Phi(x, y, z, \lambda) = \sum_{i=0}^{\infty} \lambda^i \sum_{k=0}^i \sum_{l=0}^{i-k} \frac{c_{k, l, i-k-l}}{i!} x^k y^l z^{i-k-l}, \quad (7)$$

которые при $\lambda=1$ превращаются в аппроксиманты для $F(x, y, z)$. Обе эти процедуры отлично зарекомендовали себя в задаче о критическом поведении систем с гиперкубической симметрией — единственном пока примере теории с несколькими (двумя) зарядами, для которой была детально исследована работоспособность различных вариантов техники пересуммирования [22–26].

Мы обработали правые части уравнений (2) с помощью двух описанных выше методов и обнаружили, что применительно к этой, трехзарядной, теории они дают неравноценные результаты. Как оказалось, фазовая диаграмма уравнений РГ, построенная на основе аппроксимант Чисхолма, содержит фазовые траектории, проходящие в зону стабильности гамильтониана (1) из области его неустойчивости. Это соответствует флуктуационной стабилизации состояния системы, описываемой глобально неустойчивым гамильтонианом, т. е. нефизическому эффекту. Процедура же Паде—Бореля дает фазовую диаграмму без каких-либо патологических особенностей и, кроме того, с высокой точностью воспроизводит известные значения координат «гейзенберговской» и «бозевской» ($v_c > 0$, $u_c = w_c = 0$) фиксированных точек и отвечающих им критических индексов. Эту процедуру мы и выбрали в качестве рабочей.

Координаты особых точек уравнений РГ (2) с пересуммированными по Паде—Борелю правыми частями для $N=2$ (верхние строки) и $N=3$ (нижние строки). Числа найдены с точностью ± 0.0001

| | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
|-------|---|--------|--------|--------|---------|---------|---------|---------|
| u_c | 0 | 1.4863 | 0 | 0.0340 | 1.8699 | 1.8334 | 1.8699 | 1.8334 |
| | 0 | 1.4262 | 0 | 0.0097 | | | | |
| v_c | 0 | 0 | 1.8699 | 1.8334 | 0 | 0 | -1.8699 | -1.3591 |
| | 0 | 0 | 2.1816 | 2.1713 | | | | |
| w_c | 0 | 0 | 0 | 0 | -0.9350 | -0.6796 | 0.9349 | 0.6795 |
| | 0 | 0 | 0 | 0 | | | | |

Полученные с ее помощью координаты фиксированных точек уравнений РГ при $N=2$ и $N=3$ приведены в таблице. Легко видеть, что учет двухпетлевых вкладов в функции Гелл—Манна—Лоу существенно меняет положение особых точек, как, впрочем, и структуру фазовой диаграммы уравнений РГ в целом. Хорошо иллюстрирует этот факт рис. 1, где изображены (для $N=2$) фазовые портреты в плоскостях (u, v) и (u, w) системы уравнений (2) с пересуммированными по Паде—Борелю правыми частями и их «паркетные» аналоги. На обеих плоскостях в двухпетлевом приближении возникают устойчивые фиксированные точки, причем появляются они на довольно большом удалении от «гейзенберговской» точки, породившей их в процессе снятия вырождения. Особенно существенно образование устойчивой особой точки в плоскости (u, w) , ибо это означает, что в гексагональных сверхпроводниках, где $v \equiv 0$, флуктуации далеко не

всегда превращают непрерывный фазовый переход в переход 1-го рода. Однако в трехмерном пространстве (u, v, w) указанные две точки — это особые точки типа «седло—узел», т. е. они неустойчивы, как и все остальные фиксированные точки уравнений РГ. Таким образом, флуктуационная дестабилизация фазовых переходов 2-го рода в тетрагональных сверхпроводниках носит в принципе абсолютный характер.

Сколько сильно числа в таблице отличаются от соответствующих точных значений? Получить представление об этом можно, сравнивая координаты точек 2 и 3 с величинами u_c , которые дает обработка четырехпетлевых ($n > 3$) [31] и шестипетлевых ($0 \leq n \leq 3$) [32] РГ разложений для $O(n)$ -

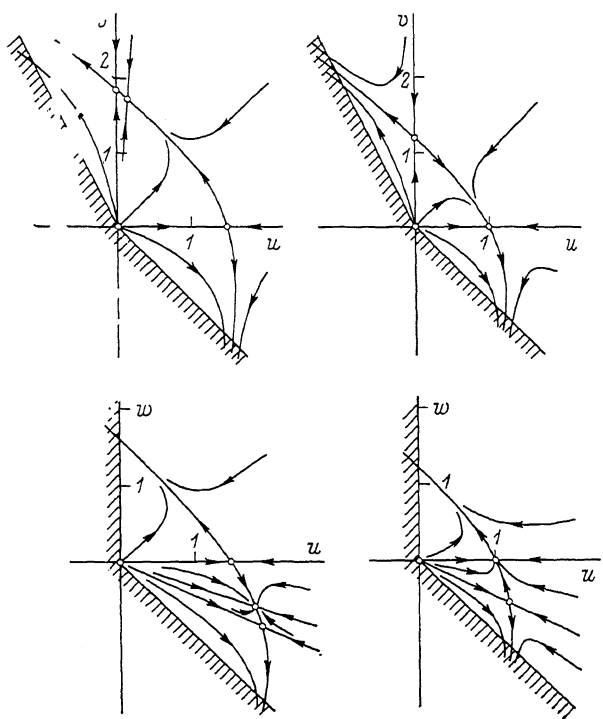


Рис. 1. Фазовые портреты в плоскостях (u, v) и (u, w) системы уравнений (2) с пересуммированными по Паде—Борелю правыми частями (слева) и их «паркетные» аналоги (справа).

Заштрихована область неустойчивости гамильтониана (1).

симметричных моделей; их следует считать сегодня наиболее достоверными. Итак, для $n \equiv 2N = 4$ $u_c = 1.377$, для $n = 6$ $u_c = 1.34$ [31], а для $n = 2$ $u_c = 1.405$ [32]. Сопоставляя последнее число с теми, которые стоят в третьем столбце таблицы, необходимо учесть разницу нормировок зарядов u и v : коэффициент при v^2 во втором уравнении (2) равен не единице, а $5/(N+4)$. Если теперь сделать очевидный пересчет, то легко убедиться, что полученные выше значения u_c и v_c отличаются от «точных» не более чем на 10%. Для теории без малого параметра это совсем неплохо. Заметим, что однопетлевое приближение дает лишь порядковую оценку величин u_c и v_c , занижая их примерно в полтора раза.

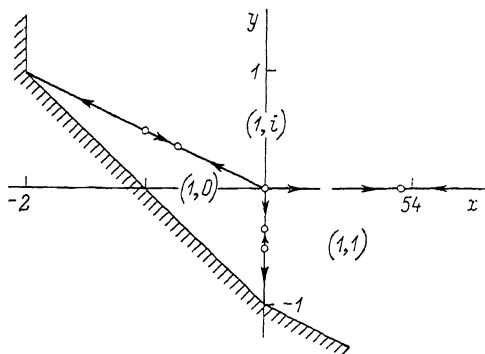
Подтверждением надежности выбранной аппроксимационной схемы служит еще один важный факт. Известно, что система, описываемая гамильтонианом (1), ниже T_c может находиться в одной из [трех упорядоченных фаз: $\varphi = \varphi(1, 0)$, $\varphi = \frac{\varphi}{\sqrt{2}}(1, 1)$ и $\varphi = \frac{\varphi}{\sqrt{2}}(1, i)$.¹ Их относительная

¹ Для простоты рассматривается случай $N=2$.

устойчивость определяется величинами $x=v/u$ и $y=w/u$, причем на плоскости (x, y) имеются три линии сосуществования

- 1) $x=0, y < 0$,
 - 2) $y=0, x > 0$,
 - 3) $x=-2y, x < 0$.
- (8)

Этим прямым, очевидно, отвечает симметрия состояния системы более высокая, чем симметрия каждой из низкотемпературных фаз. Поскольку уравнения РГ обычно хорошо «чувствуют» симметрию задачи, неудивительно, что фиксированные точки (3) паркетных уравнений



лежат на прямых (8). Замечательно, однако, что на те же прямые попадают и все осо-

Рис. 2. Диаграмма состояний модели (1) в переменных x, y .

Жирные прямые — линии сосуществования разных упорядоченных фаз, на которых лежат особые точки уравнений РГ (на рисунке видно 6 точек). Стрелки показывают направление эволюции отношений зарядов, приписываемое уравнениями РГ. Заштрихована область неустойчивости гамильтониана (1).

бые точки, фигурирующие в таблице (рис. 2). Это значит, что используемые нами аппроксиманты сохраняют (воспроизводят) тонкие симметричные свойства РГ разложений.

В пользу данного вывода можно привести и более сильный аргумент. Речь идет об определенных соотношениях, связывающих координаты пятой и седьмой, а также шестой и восьмой особых точек. Их возникновение далеко не случайно. Дело в том, что при $N=2$ гамильтониан (1) обладает специфическим свойством симметрии: если подвергнуть поле φ преобразованию $(\varphi_1, \varphi_2) \rightarrow (\varphi_1, i\varphi_2)$, то произойдет трансформация констант связи

$$u \rightarrow u, \quad v \rightarrow v + 2w, \quad w \rightarrow -w, \quad (9)$$

однако структура гамильтониана не изменится. Инвариантными относительно этого преобразования должны быть и уравнения РГ.² Отсюда следует, что преобразование (9) может лишь переставлять друг с другом их фиксированные точки. Но именно это и происходит, если применять (9) к содержимому таблицы: первые четыре точки не перемещаются (тождественная перестановка), а последние четыре попарно меняются местами. Это означает помимо прочего, что точки 5 и 7 (6 и 8) представляют собой фактически одну и ту же фиксированную точку. Более того, в силу наличия указанной симметрии любое утверждение, касающееся поведения системы при $v=0$, может считаться справедливым в случае $N=2$ и при $2w=-v$.

2. К р и т и ч е с к и е и н д е к с ы

Наличие устойчивых особых точек в плоскостях $w=0, v=0$ и $2w=-v$ побуждает заняться вычислением критических индексов. Расчет одно- и двухпетлевых графиков для индекса восприимчивости и параметра Фишера выполняется обычным образом; результат имеет вид

² Легко проверить, что уравнения (2) при $N=2$ действительно обладают такой инвариантностью. Ситуация здесь напоминает ту, которая имеет место в случае анизотропной XY-модели [33].

$$\gamma^{-1} = 1 - \frac{1}{N+4} \left(\frac{N+1}{2} u + v + w \right) + \frac{1}{(N+4)^2} \times \\ \times \left(\frac{N+1}{2} u^2 + v^2 + Nw^2 + 2uv + 2uw + 2vw \right), \quad (10)$$

$$\eta = \frac{8}{27(N+4)^2} \left(\frac{N+1}{2} u^2 + v^2 + Nw^2 + 2uv + 2uw + 2vw \right). \quad (11)$$

Значения η находятся прямой подстановкой в (11) координат фиксированных точек, а разложение для γ^{-1} предварительно обрабатывается по Паде—Борелю. Для особых точек 4 таблицы эта процедура дает

$$N=2: \quad \gamma = 1.326, \quad \eta = 0.029; \quad v = 0.673, \quad \beta = 0.346,$$

$$N=3: \quad \gamma = 1.322, \quad \eta = 0.029; \quad v = 0.671, \quad \beta = 0.345, \quad (12)$$

где величины индексов v и β определены с помощью известных скейлинговых соотношений. Для устойчивой особой точки в плоскости (u, w) — точки 6, равно как и для точки 8, мы имеем

$$\gamma = 1.380, \quad \eta = 0.029; \quad v = 0.700, \quad \alpha = -0.100, \quad \beta = 0.360. \quad (13)$$

Таковы критические индексы модели гексагонального сверхпроводника с d -спариванием.

Как известно, критические индексы, описывающие режимы кроссовера в анизотропных системах, обычно очень малы, и поэтому даже неустойчивые фиксированные точки уравнений РГ могут эффективно контролировать их критическое поведение. Имея это в виду, мы сосчитали индексы γ и η и для точек 5, 7

$$\gamma_{5,7} = 1.322, \quad \eta_{5,7} = 0.029. \quad (14)$$

Интересно выяснить, какова реально точность найденных чисел. Чтобы получить соответствующую оценку, сравним значения γ в точках 2 и 3 с результатами многопетлевых вычислений для $O(n)$ -симметричных моделей [31, 32]

$$\gamma_2(N=2) = 1.435, \quad \gamma(n=4) = 1.441,$$

$$\gamma_2(N=3) = 1.522, \quad \gamma(n=6) = 1.54,$$

$$\gamma_3 = 1.322, \quad \gamma(n=2) = 1.315. \quad (15)$$

Глядя на эти данные, можно заключить, что отличия критических индексов (12)—(14) от точных вряд ли превосходят 0.01—0.02.

Итак, мы установили, что фазовые переходы 2-го рода в трехзарядной модели (1), вообще говоря, флуктуационно неустойчивы. При $v=0$, $w=0$ или $2w=-v$, однако, на диаграмме состояний системы есть секторы непрерывных переходов, которым отвечает универсальное критическое поведение с индексами (12) или (13). Хотя параметр порядка в данном случае имеет четыре или шесть вещественных компонент, критические индексы довольно сильно отличаются от их аналогов для $O(4)$ - и $O(6)$ -симметричных моделей и численно близки к индексам соответственно ХУ-модели и модели Гейзенберга. Это обстоятельство следует иметь в виду при интерпретации результатов эксперимента. Полезно сознавать также, что подобная «трансмутация размерности» параметра порядка наблюдается скорее всего и для отношений критических амплитуд. Последнее особенно важно, поскольку эти отношения наряду с индексами уже измеряются экспериментаторами в различных ВТСП [2, 34, 35].

Второе наше заключительное замечание касается роли кристаллической анизотропии коррелятора $G(\mathbf{k})$. Гамильтониан (1) ее игнорирует, однако зная, каким образом этот фактор влияет на диаграммы состояний ферромагнетиков [36], сегнетоэлектриков [37] и сверхтекучих Ферми-жидко-

стей [38], можно сказать, что и в данном случае учет анизотропии $G(\mathbf{k})$ приведет к сужению секторов фазовых переходов 2-го рода, изгибу линий переходов 1-го рода, появлению «клювов» и т. п. Слабая анизотропия вызывает неуниверсальные изменения эффективных критических индексов, а сильная, вероятнее всего, — коллапс секторов непрерывных переходов.

Работа выполнена в рамках проекта № 6 Государственной программы «Высокотемпературная сверхпроводимость».

Список литературы

- [1] Inderhees S. E., Salamon M. B., Goldenfeld N. et al. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. N 12. P. 1178—1180.
- [2] Salamon M. B., Inderhees S. E., Rice J. P. et al. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 1. P. 885—888.
- [3] Annett J. F., Randeria M., Renn S. R. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 7. P. 4660—4667.
- [4] Lee P. A., Read N. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. N 25. P. 2691—2694.
- [5] Kato M., Machida K. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 4. P. 1510—1519.
- [6] Ambegaokar V., Gooding R. J., Smith R. A. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 13. P. 9217—9219.
- [7] Kotliar G., Liu J. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. N 15. P. 1784—1787.
- [8] Lavagna M., Millis A. J., Lee P. A. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. N 3. P. 266—269.
- [9] Scalapino D. J., Loh E., Hirsch J. E. // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. N 11. P. 8190—8192.
- [10] Kotliar G. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 7. P. 3664—3666.
- [11] Choi H. Y., Mele E. J. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 7. P. 4540—4546.
- [12] Weng Z. Y., Lee T. K., Ting C. S. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 10. P. 6561—6567.
- [13] Горьков Л. П., Копнин Н. Б. // УФН. 1988. Т. 156. № 1. С. 117—135.
- [14] Соколов А. И. // Изв. АН СССР, сер. физич. 1991. Т. 55. № 3. С. 464—470.
- [15] Соколов А. И. // СФХТ. 1990. Т. 3. № 11. С. 2511—2515.
- [16] Мошталков В. В. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. № 4. С. 181—184.
- [17] Brison J. P., Flouquet J., Deutscher G. // J. Low Temp. Phys. 1989. V. 76. N 5/6. P. 453—464.
- [18] Голуб А. А., Маштаков О. Ю. // Тез. докл. XXV Всес. совещ. по физике низких температур. 1988. Ч. 1. С. 200—201.
- [19] Иванченко Ю. М., Лисянский А. А., Филиппов А. Э. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 10. С. 204—213.
- [20] Blagoeva E. J., Busiello G., De Cesare L. et al. // Phys. Rev. B. 1989. V. 40. N 10. P. 7357—7360.
- [21] Blagoeva E. J., Millev Y. T., Uzunov D. I. // Mod. Phys. Lett. B. 1990. V. 4. N 3. P. 211—216.
- [22] Jug G. // Phys. Rev. B. 1983. V. 27. N 1. P. 609—612.
- [23] Майер И. О., Соколов А. И. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 11. С. 3454—3456.
- [24] Майер И. О., Соколов А. И. // Изв. АН СССР, сер. физич. 1987. Т. 51. № 12. С. 2103—2106.
- [25] Mayer I. O., Sokolov A. I., Shalayev B. N. // Ferroelectrics. 1989. V. 95. P. 93—96.
- [26] Mayer I. O. // J. Phys. A. 1989. V. 22. N 14. P. 2815—2823.
- [27] Воловик Г. Е., Горьков Л. П. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. № 4. С. 1412—1428.
- [28] Kumar P., Wolfle P. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. N 17. P. 1954—1957.
- [29] Chisholm J. S. R. // Math. Comp. 1973. V. 27. N 124. P. 841—848.
- [30] Бейкер Дж., Грейвс-Моррис П. Аппроксимации Паде. М.: Мир, 1986. 502 с.
- [31] Майер И. О., Соколов А. И. // Тез. докл. XVII Всес. конф. по физике магнитных явлений. Донецк, 1985. С. 26—27.
- [32] Le Guillou J. C., Zinn-Justin J. // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 39. N 2. P. 95—98.
- [33] Корженевский А. Л. // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. № 10. С. 1434—1442.
- [34] Schnelle W., Braun E., Broicher H. et al. // Physica C. 1989. V. 161. N 2. P. 123—135.
- [35] Schnelle W., Braun E., Broicher H. et al. // Physica C. 1990. V. 168. N 5/6. P. 465—474.
- [36] Nattermann T., Trimper S. // J. Phys. A. 1975. V. 8. N 12. P. 2000—2017.
- [37] Соколов А. И., Таганцев А. К. // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. № 1. С. 181—193.
- [38] Соколов А. И. // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. № 5. С. 1985—1997.

Ленинградский электротехнический институт
им. В. И. Ульянова (Ленина)

Поступило в Редакцию
27 сентября 1990 г.
В окончательной редакции
19 ноября 1990 г.