Физика низких температур, 1995, т. 21, № 9, с. 899–905 УДК 538.945

Критическая температура и предельная концентрация носителей заряда в плоскостях CuO_2 в медьсодержащих ВТСП

Б. Я. Сухаревский, И. В. Вилкова

Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины, Украина, 340114, г. Донецк, ул. Р. Люксембург, 72

Статья поступила в редакцию 26 января 1995 г., после переработки 27 апреля 1995 г.

На основе анализа двухпараметрического потенциала Ландау $\Phi(\eta, \zeta)$ для ВТСП систем построена фазовая диаграмма в плоскости (δn) соединения $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$. Определен физический смысл параметров порядка η, ζ, а также различных фаз иттрий-бариевого купрата, традиционно обозначаемых как тетра-I, тетра-II, орто-I и орто-II. Получено подтверждение гипотезы о пропорциональности T_c концентрации носителей n_{CuO_2} в плоскостях CuO_2. Установлено, что n_{CuO_2} соответствует положению границ лабильности на фазовой диаграмме в плоскости (δn). Рассчитана зависимость температуры Нееля от δ для соединения $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$, хорошо согласующаяся с экспериментальными данными.

На підставі аналізу двохпараметричного потенціалу Ландау $\Phi(\eta, \zeta)$ для ВТНП систем побудовано фазову діаграму в площині (δn) для сполуки $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$. Визначено фізичний зміст параметрів порядку η, ζ, а також різних фаз ітрій-барієвого купрату, які традиційно позначаються як тетра-I, тетра-II, орто-I та орто-II. Одержано підтвердження гіпотези про пропорційність T_c концентрації носіїв n_{CuO_2} у площині CuO_2. Установлено, що n_{CuO_2} відповідає положенню меж лабільності на фазовій діаграмі в площинах (δn). Розраховано залежність температури Нееля від δ для сполуки $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$, яка добре узгоджується з експериментальними даними.

Введение

Целью настоящей работы является проверка следующей гипотезы: в соединениях ВТСП реализуется такая концентрация носителей заряда в плоскостях CuO_2, которая отвечает границам лабильности сверхпроводящей фазы. Эта концентрация $n_{CuO_2}(\delta) \equiv n(\delta)$ является предельно возможной. Она соответствует границе лабильности тетрагональной фазы при *увеличении* содержания кислорода в $YBa_2Cu_3O_x$ от $x = 6$ до $6 + \delta$ и границе лабильности орторомбической фазы при уменьшении содержания кислорода с $x = 6 + \delta$ до 6. Справедливость этой гипотезы означает, что соединения ВТСП находятся на грани устойчивости, и, возможно, это обстоятельство является ключевым в проблеме выяснения природы высокотемпературной сверхпроводимости. Гипотеза о предельном значении $n(\delta)$ впервые сформулирована в работе [1]. Ее непротиворечивость проиллюстрирована путем сопоставления положения границ лабильности на плоскости (δn) с результатами экспериментов. Настоящая статья является развитием этой работы. Границы лабильности вычисляются в разд. 1 на основе анализа потенциала Ландау с двумя параметрами порядка η и ζ. Раздел 2 посвящен уточнению диаграммы фазовых состояний $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$. В разд. 3 определен смысл параметров порядка. Введение еще одного параметра порядка ζ в разложение потенциала Ландау позволяет рассчитать зависимость концентрации комплексов дырок с одновалентной медью от δ, а не постулировать ее, как это было сделано в [1]. Уточнение диаграммы состояний позволило рассчитать зависимость температуры Нееля от содержания кислорода и сопоставить эту зависимость с опубликованными экспериментальными данными (разд. 4).

1. Потенциал Ландау

Запишем потенциал Ландау с двумя параметрами порядка η и ζ и связью между ними в «стандартном» виде (см., например, [2]):

$$\Phi = a_0 \eta^2 + b_0 \eta^4 + c \eta^6 + d\zeta^2 + f\eta^2\zeta^2 + g\zeta^4 . \quad (1)$$

Условия, определяющие его минимум, это

$$\Phi_\eta = 0 , \quad \Phi_\zeta = 0 \quad (2)$$

© Б. Я. Сухаревский, И. В. Вилкова, 1995

и положительная определенность матрицы вторых производных

$$\left|\left|\begin{matrix}\Phi_{\eta\eta} & \Phi_{\eta\zeta}\\ \Phi_{\eta\zeta} & \Phi_{\zeta\zeta}\end{matrix}\right|\right| > 0 . \qquad (3)$$

Фазы и условия, определяющие их стабильность, приведены в таблице.

Таблица

Фазы, отвечающие потенциалу (1) и условиям (2), (3).

Фаза	Параметры порядка		Условия существования и стабильности	
	η	ζ		
I	0	0	$a_0 > 0,\ d > 0$	(4)
II	$\eta^2 = \frac{1}{3c}\left(-b_0 + \sqrt{b_0^2 - 3a_0c}\right)$,	0	$c > 0,\ \eta^2\sqrt{b_0^2 - 3a_0c} > 0$	(5)
			$a_0 < 0,\ b > 0,\ d + f\eta^2 > 0$	(6)
III	0	$\zeta^2 = -d/2g$	$a = a_0 - df/2g > 0$	(7)
			$g > 0,\ d < 0$	(8)
IV	$\eta^2 = \frac{1}{3c}\left(-b + \sqrt{b^2 - 3ac}\right)$	$\zeta^2 = -\frac{1}{2g}(d + f\eta^2)$	$c > 0,\ \eta^2\sqrt{b^2 - 3ac} > 0$	(9)
			$g > 0,\ d + f\eta^2 < 0$	(10)

Подстановка в (1) значения $\zeta^2 = -\frac{1}{2g}(d + f\eta^2)$ приводит к потенциалу

$$\Phi = -\frac{d^2}{4g} + a\eta^2 + b\eta^4 + c\eta^6 , \qquad (11)$$

где

$$a = a_0 - \frac{fd}{2g} , \quad b = b_0 - \frac{f^2}{4g} . \qquad (12)$$

2. Уточнение диаграммы фазовых состояний $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$

Потенциал (11) рассмотрен в [1], где путем сопоставления с экспериментальными данными фактически определены границы устойчивости фаз IV ($b^2 - 3ac = 0$) и III ($a = 0$) и найдены зависимости коэффициентов a и b от n и δ:

$$a = -\alpha(\delta - \delta_c) , \quad \delta_c = \delta_t + \gamma(n - n_t) , \qquad (13а)$$

$$b = -\beta(n - n_t) . \qquad (13б)$$

Коэффициенты a_0 и b_0 в (12) соответствуют фазам I и II (с $\zeta = 0$).

Необходимыми условиями существования этих фаз и возможности переходов в фазы III и IV является, как видно из таблицы, изменение знаков d и f.

Примем

$$d = -\Delta(n - n_d) , \quad f = -\varphi(n - n_f) \qquad (14)$$

и, для упрощения оценок, $n_d = n_f$. Тогда из уравнений

$$a_0(\delta_t^0 , n_t^0) = a + fd/2g = 0$$

и

$$b_0(n_t^0) = b + f^2/4g = 0$$

определяем перенормированные значения δ_t и n_t:

$$\delta_t^0 - \delta_t \propto (n_f - n_t)^2 , \quad n_t^0 - n_t \propto (n_f - n_t)^2 . \qquad (15)$$

Полагая n_f близким к n_t (т.е. $\delta_t^0 \approx \delta_t$ и $n_t^0 \approx n_t$), получаем

$$a_0 \approx -\alpha\left[\delta - \delta_t - \gamma(n - n_t) - \frac{\varphi\Delta}{2g\alpha}(n - n_t)^2\right], \qquad (16а)$$

$$b_0 \approx -\beta\left[n - n_t - \frac{\varphi^2}{4g\beta}(n - n_t)^2\right] . \qquad (16б)$$

Линия фазовых переходов II рода между фазами I и II определяется условием $a_0 = 0$. Сохраняя значения $\delta_t = 0{,}5$; $n_t = 0{,}2$ и $\gamma = 5/3$ из [1] и ориентируясь на положение использованных в [1, рис. 1 (×)]

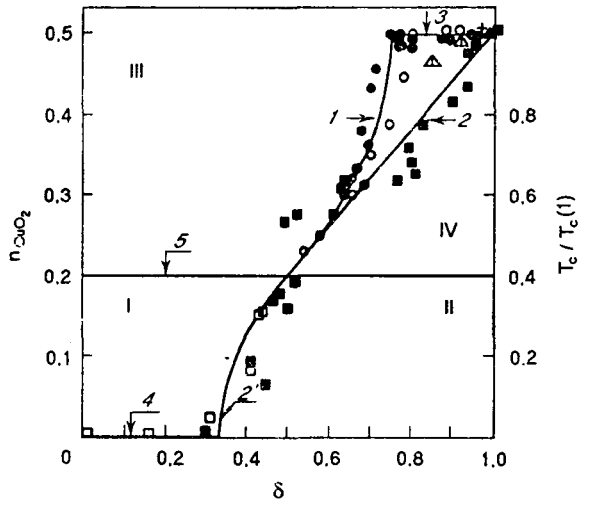

Рис. 1. Диаграмма фазовых состояний (обозначения в тексте).

экспериментальных точек, полученных в [3], находим из (16)

$$\delta_c = 0{,}5 + \frac{5}{3}(n - 0{,}2) + \frac{25}{6}(n - 0{,}2)^2 \ . \qquad (17)$$

(Коэффициент перед квадратичным членом можно получить также из условия $\partial\delta/\partial n = 0$ при $n = 0$.)

Эта линия в тетракритической точке ($\delta = \delta_t$, $n = n_t$) гладко сопрягается с границами лабильности фазы III, $a = 0$ и фазы IV, $b^2 - 3ac = 0$.

Переходы между фазами I $\rightleftarrows$ III и II $\rightleftarrows$ IV в приближении $n_d = n_f$ также относятся к II роду на линии $d = f = 0$. Соответствующая фазовая диаграмма изображена на рис. 1. Экспериментальные точки получены из данных мессбауэровских измерений [4] (△), эффекта Холла [5], по зависимости $T_c(\delta)$ в предположении $n \propto T_c$ [7] (совпадают с точками в работе [1]) (○, ●, ■) [3,6,7]. Сохранили свое положение линии *1*, *2* и *3* (линия *3* в [1] обозначена номером *4*). Линия *5* соответствует значению $b = 0$. Фаза I ограничена линиями *2'*, *4* и *5*, фаза II — линиями *2'* и *5*, фаза III — линиями *2* и *5*, а фаза IV — линиями *1*, *3* и *5*. Область сосуществования фаз III и IV отмечена затемнением.

3. Параметры порядка η и ζ

Параметр η, как показало его сравнение с экспериментальными данными в [1], имеет смысл степени орторомбичности $(b - a)/b$. Данные для сравнения взяты для траектории $\eta_+(\delta)$ из [6] и для $\eta_-(\delta)$ из [7] ([1], рис. 2, 3]). Расчетные зависимости $\eta_+(\delta)$ и $\eta_-(\delta)$ определяются по формуле (9) соответственно при $b^2 - 3ac = 0$ и $a = 0$, $\eta_+^2 = -b/3c$ при $\delta_t \le \delta \le 0{,}75$. При $1 \ge \delta > 0{,}75$ и $n = \text{const} = 0{,}5\,\eta^2$ отвечает формуле (9); $\eta_-^2 = -2b/3c$ ($b < 0$); на линии переходов II рода $a_0 = 0$ (рис. 1, линия *2'*); $\eta_0^2(\delta) = (-b_0 + \sqrt{b_0^2})/3c = 0$, поскольку при $n < n_t$ коэффициент $b_0 > 0$ (формула (13б)).

Введение второго параметра порядка ζ обусловлено тем, что рассмотренный в [1] потенциал Ландау (первые три слагаемые потенциала (1)) не дает полной картины распределения носителей заряда по структурным элементам соединения $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$. Как отмечено в [1], общее число дырок

$$2\delta = n + n_{Cu^+} + n_{Cu-O} \ . \qquad (18)$$

Из (18), зная δ и $n \equiv n_{CuO_2}$, можно определить общее число дырок в плоскости CuO_δ ($n_{Cu^+} + n_{Cu-O}$). Напомним (см. [1]), что n_{Cu^+} — число дырок на ионах Cu^+, образующих с ними комплексы $Cu^+h^+ = Cu^{2+}$, а n_{Cu-O} (в [1] обозначено n_{CuO_δ}) — число дырок на ограниченных кислородными вакансиями фрагментах медь-кислородных цепочек. При большой концентрации вакансий эти дырки локализованы на кислороде в плоскости CuO_δ, и их число равно $O^- = O^{2-}h^+$ и/или $O^0 = O^{2+}h_2^+$.

Зависимости $n_{Cu^+}(\delta) = [Cu^{2+}] = 1 - [Cu^+]$ и $n_{Cu-O}(\delta) = [O^-, O^0]$ (квадратные скобки означают концентрацию соответствующих ионов в плоскости CuO_δ) можно получить из мессбауэровских спектров образцов $YBa_2Cu_{3-x}{}^{57}Fe_xO_{6+\delta}$. Мессбауэровский изотоп железа ^{57}Fe вводится при синтезе соединения, $x \approx 1$ ат.%. Содержание кислорода $0{,}05 \le \delta \le 0{,}85$ варьируется путем нагрева образцов в вакууме при температурах в интервале 200–600 °C [4]. На рис. 2 приведены полученные в [4] зависимости площадей линий мессбауэровских спектров от δ. Дублет *d* с пониженным значением изомерного сдвига соответствует ионам ^{57}Fe в кластерах, образованных ионами Cu^+. Его площадь максимальна при малых δ. Отношение $S_d(\delta)/S_d(0) \approx [Cu^+]$. Дублет *b* имеет меньшее значение квадрупольного расщепления, чем дублеты *a* и *c*. Расчеты, выполненные в [4], позволяют отнести дублет *b* к ионам ^{57}Fe, соседями кото-

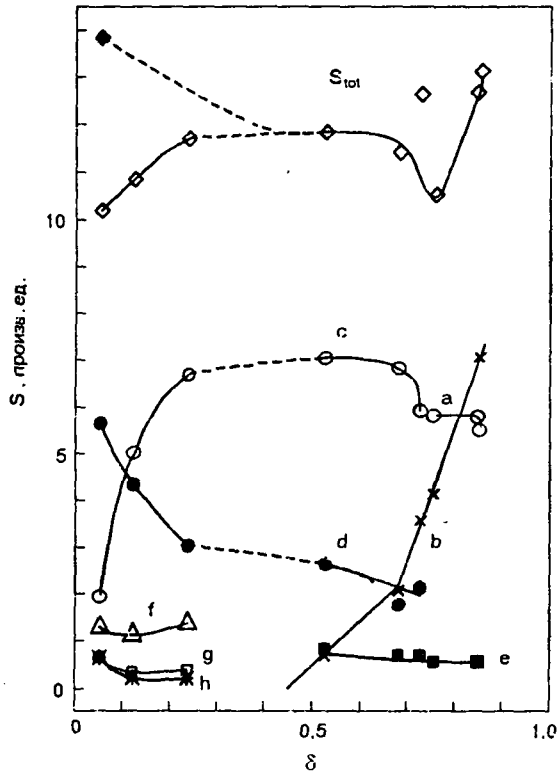

Рис. 2. Зависимости площадей линий мессбауэровских спектров от δ. Кривая *a* — площадь внешнего квадрупольного дублета для значений δ, при которых отсутствуют ионы Cu^+. Этот дублет с уменьшением δ разделяется на составляющие *d* и *c*, отвечающие ионам ^{57}Fe в кластерах, содержащих одно- и двухвалентную медь соответственно. Кривая *b* — площадь дублета, относящегося к ионам ^{57}Fe, соседями которых являются либо два иона O^-, либо O^{2-} и O^0. Кривая *h* — площадь двух внутренних линий антиферромагнитного секстета. Кривая *f* — площадь дублета, соответствующего суперпарамагнитным кластерам той же природы, что и антиферромагнитный секстет. Кривая *g* — площадь слабоинтенсивного синглета, S_{tot} — суммарная площадь всех линий мессбауэровского спектра. Значение ◆ получено с учетом всех шести линий антиферромагнитного секстета.

рых в медь-кислородных цепочках являются либо два иона O^-, либо O^{2-} и O^0. Полагая, что содержание этих ионов не изменится при введении зондов ^{57}Fe, получаем $n_{Cu-O} = S_b/(S_{tot} - S_d - S_c)$, где S_e — площадь линии *e*, соответствующей ионам ^{57}Fe, замещающим медь в плоскостях CuO_2.

Таким образом, эксперимент позволяет разделить дырки в плоскости CuO_δ на две группы, n_{Cu^+} и n_{Cu-O}. Зависимости этих величин от δ изображены на рис. 3. Можно ожидать, что «правильно записанный» потенциал Ландау также позволяет решить эту задачу. Предположим, что параметр ζ отражает концентрацию дырок на медь-кислородных цепочках n_{Cu-O}. Эта величина скалярная и

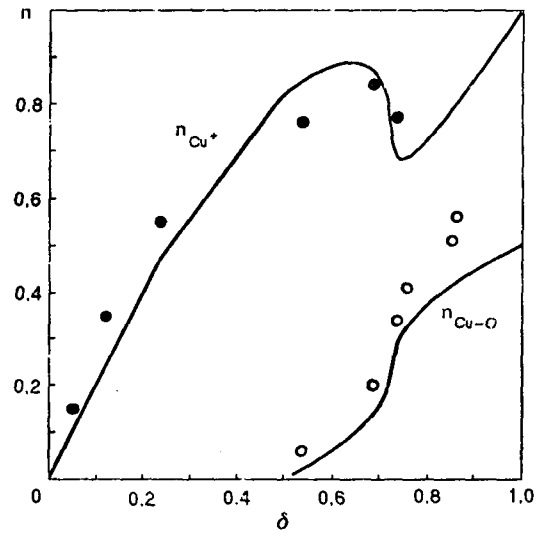

Рис. 3. Зависимость n_{Cu-O} и n_{Cu^+} от δ вдоль границы лабильности орторомбической фазы. Сплошные линии — расчет. Точки получены по данным рис. 2.

неотрицательная, поэтому в потенциале (1) фигурируют лишь четные степени ζ и принято, что $n_{Cu-O} = \zeta^2$. Равновесное значение параметра ζ равно нулю в I и II фазах и достигает максимальной величины, отвечающей $n_{Cu-O} \approx 0{,}5$ [4] при $\delta = 1$, в III и IV фазах.

Из формулы (18) следует связь между n_{CuO_2} и n_{Cu-O}, что отвечает наличию в (1) слагаемого пропорционального $\eta^2\zeta^2$. На рис. 3 приведена рассчитанная по формуле (10) зависимость n_{Cu-O} от δ вдоль границы лабильности орторомбической фазы. На этой границе $\eta = \eta_+$ определяется формулой (9) при $b^2 - 3ac = 0$. Здесь же приведена зависимость $n_{Cu^+}(\delta)$, найденная по формуле (17) с учетом того, что n_{CuO_2} удовлетворяет уравнению $b^2 - 3ac = 0$. Наличие изломов на расчетных кривых обусловлено тем, что различные участки этих кривых рассчитывались по формулам, соответствующим разным участкам фазовой диаграммы. Этим изломам не следует придавать физический смысл. Экспериментальные точки на рис. 3 получены для образцов, термическая обработка которых отвечает траектории вдоль границы лабильности орторомбической фазы. Сопоставление расчетных и экспериментальных значений n_{Cu-O} и n_{Cu^+} показывает, что такой выбор параметра ζ правильный.

Результаты экспериментов и расчетов, приведенные на рис. 3, позволяют уточнить механизм

удаления кислорода из плоскости CuO_δ, приводящий к изменению δ от 1 до 0,75 при неизменном значении n_{CuO_2} и, следовательно, T_c.

В работе [1] предполагалось, что в указанной области значений δ $n_{Cu^+} = 1$, что приводит к $n_{Cu-O} = 2\delta - 1{,}5$. В действительности нейтрализация удаляемых из плоскости CuO_δ ионов кислорода при $\delta \geq 0{,}75$ происходит за счет дырок на кислороде (n_{Cu-O}, формула (10)) и на одновалентной меди (n_{Cu^+}); при $0{,}5 < \delta < 0{,}75$ — за счет всех слагаемых соотношения (18), а при $\delta < 0{,}5$ — за счет n_{Cu^+} и n_{CuO_2}.

Полученные результаты дают основание по-новому осмыслить общепринятую терминологию фаз соединения $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$: в фазе IV (орторомбическая I) $\zeta \neq 0$, и при значительной концентрации кислородных вакансий (короткие фрагменты ограниченных вакансиями медь-кислородных цепочек) некоторая доля ионов кислорода в плоскости CuO_δ представлена состояниями O^- и/или O^0; в фазе II (орторомбическая II) $\zeta = 0$, и все ионы кислорода находятся в валентном состоянии O^{2-}, как и в фазе I (тетрагональная I); фаза III отождествляется с тетрагональной фазой II.

В литературе неоднократно обсуждались еще два аспекта различия орторомбической I и орторомбической II фаз.

1. Структурный: орто-I — совокупность упорядоченных или разупорядоченных дефектных по кислороду состояний на основе структуры $YBa_2Cu_3O_7$, орто-II — совокупность состояний с избытком кислорода, образующихся на основе структуры $Y_2Ba_4Cu_6O_{13}$.

2. Сверхпроводящий: орторомбическую фазу I называют «90-кельвиновой», а орторомбическую II — «60-кельвиновой» (по величинам T_c) на площадках зависимости $T_c(\delta)$).

Не исключено, что структурный аспект связан с условиями $\zeta \neq 0$ и $\zeta = 0$. Во всяком случае, можно предполагать, что дефектные по кислороду состояния образуются благодаря наличию ионов O^- и/или O^0, сравнительно легко удаляемых из решетки [6].

Наличие двух ступенек на зависимости $T_c(\delta)$ вдоль границы лабильности орторомбических фаз проявляется в расположении экспериментальных точек и расчетных кривых на рис. 1. Нижняя ступенька наклонная, и она оканчивается вблизи точки δ_t, n_t, в которой смыкаются линии переходов между фазами орто-I–тетра-II и орто-II–тетра-I.

4. Зависимость температуры Нееля T_N от содержания кислорода

В работе [8] получено точное решение для зависимости T_N от концентрации подвижных примесей, расположенных между узлами магнитной решетки в двумерной модели Изинга.

Авторы [9] учли аналогичность критического поведения анизотропной модели Гейзенберга и модели Изинга и предположили сохранение этого и при наличии примесей. Такое предположение позволило использовать результаты [8] применительно к подвижным примесям (дыркам) в плоскости CuO_2 слоистых соединений ВТСП. В [9] рассмотрен не исследованный в [8] вариант: дырка на связи между ионами Cu^{2+} изменяет константу косвенного обменного взаимодействия спинов на этих ионах от антиферромагнитной J до ферромагнитной J_1. При $|J_1| >> J$ результат не зависит от величины J_1/J и приводит к универсальной зависимости $T_N(C)$ (рис. 4, кривая *2*). Концентрация примесей C, как и в [8], имеет смысл числа «испорченных» связей. При этом в [8] отмечается, что примесь на узле магнитной решетки (в соединениях ВТСП на ионах Cu^{2+} плоскостей CuO_2) «портит» все Z связей данного узла с соседними (Z — координационное число). Это позволяет установить зависимость C от n_{CuO_2}.

В настоящей работе n_{CuO_2} равно содержанию дырок в m плоскостях CuO_2 на формульную единицу соединения ВТСП; $m = 1$ в $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ и $La_2CuO_{4+\delta}$, $m = 2$ в $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$ и m принимает значения 1, 2 и 3 в известных соединениях $Bi_2Sr_2Ca_{m-1}Cu_mO_{4+2m+\delta}$. Число дырок на ячейку CuO_2 равно n_{CuO_2}/m. Поскольку на ячейку CuO_2 приходятся две связи Cu–Cu через ион O^{2-} и дырка может находиться в любом месте на медь-кислородных орбиталях, в том числе и на узле (ионе меди), получаем

$$C = Zn_{CuO_2}/2m . \qquad (19)$$

Отсюда следует, что для $La_2CuO_{4+\delta}$ и $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ концентрация $C = 4\delta$ и $2x$ соответственно. В случае иттриевых и висмутовых соединений для получения зависимостей $C(\delta)$ нужно подставить в (19) n_{CuO_2} как функцию δ. Для соединения $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$ эта зависимость отвечает линиям *4* и *2'* (рис. 1). Используя найденные по (19) значения C, найдем по кривой *2* на рис. 4 зависимость $T_N(\delta)/T_N^0$ от δ (кривая *1* на рис. 4). Точ-

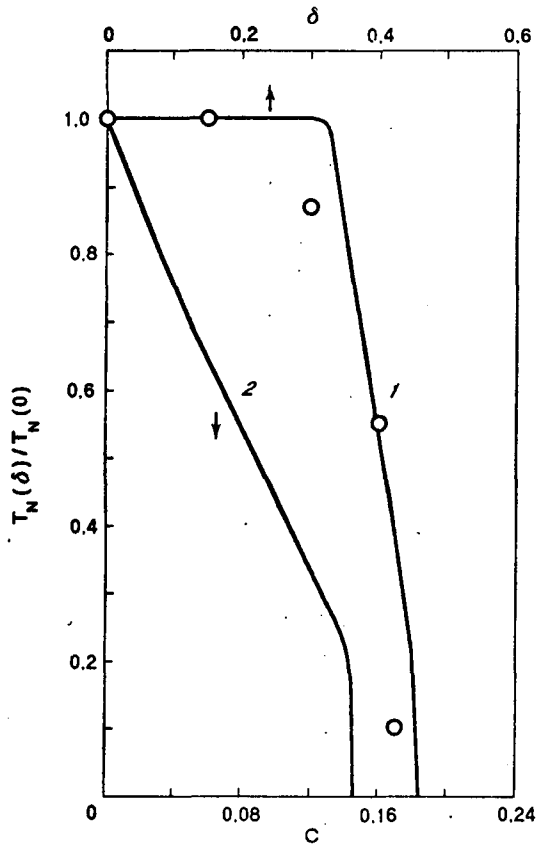

Рис. 4. Зависимость $T_N(\delta)$, ○ — экспериментальные данные [10]. Кривая *2* получена из работы [8].

ки на этом рисунке взяты из экспериментальной работы [10]. Согласие расчета с экспериментальными данными вполне удовлетворительное. Результаты обратного пересчета экспериментальных значений $T_N(\delta)/T_N^0 \to C \to n_{CuO_2}(\delta)$ представлены символами □, которые хорошо согласуются с положением линий *4* и *2'* на рис. 1.

Зависимости $T_N(x)$ в $La_{2-x}(SrBa)_xCuO_4$ ($x = n_{CuO_2} = C/2$), судя по экспериментальным данным, приведенным в [11], выглядят аналогично кривой *2* на рис. 4, но область x, в которой $T_N(x) \neq 0$, в несколько раз меньше ($0 < x \leq 0{,}02$ в эксперименте, $0 < x \leq 0{,}07$ в расчете). Несколько лучше обстоит дело с соединением $La_2CuO_{4+\delta}$ ($\delta = n_{CuO_2}/2 = C/4$).

Экспериментальными данными для сравнения $T_N(\delta)$ с расчетом для соединений $Bi_2Sr_2Ca_{m-1}Cu_mO_{4+2m+\delta}$ авторы настоящей работы не располагают.

Выводы

1. Рассмотрен двухпараметрический потенциал Ландау $\Phi(\eta, \zeta)$ для ВТСП систем. Определен смысл параметров порядка: η характеризует степень орторомбичности, ζ^2 — концентрацию носителей заряда (дырок) на медь-кислородных цепочках.

2. Уточнена полученная в работе [1] фазовая диаграмма в плоскости (δn) для соединения $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$. Показано, что фазы $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$, обозначаемые по общепринятой терминологии как тетра-I, тетра-II, орто-I и орто-II, отвечают выполнению условий ($\eta = 0$, $\zeta = 0$); ($\eta = 0$, $\zeta \neq 0$); ($\eta \neq 0$, $\zeta \neq 0$); ($\eta \neq 0$, $\zeta = 0$) соответственно.

3. На основании полученной фазовой диаграммы рассчитана зависимость температуры Нееля от содержания кислорода δ для $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$, хорошо согласующаяся с экспериментальными данными [10].

4. Общий подход, использованный в настоящей работе на примере соединения $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$, применим также и к рассмотрению других ВТСП (в том числе Bi- или Tl-содержащих соединений). Эти исследования предполагается провести в ближайшее время.

5. Главным результатом настоящей работы является подтверждение гипотезы о пропорциональности T_c концентрации носителей в плоскости CuO_2 и о соответствии последней положению границ лабильности на фазовой диаграмме в плоскостях (δn).

1. Б. Я. Сухаревский, *ФНТ* 20, 120 (1994).
2. Ю. А. Изюмов, В. Н. Сыромятников, *Фазовые переходы и симметрия кристаллов*, Наука, Москва (1984).
3. И. В. Александров, А. Б. Быков, И. П. Зибров, И. Н. Макаренко, О. К. Мельников, В. Н. Молчанов, Л. А. Мурадян, Д. В. Никифоров, Л. Е. Свистов, В. И. Симонов, С. М. Чигишов, А. Я. Шапиро, С. М. Стишов, *Письма в ЖЭТФ* 48, 449 (1988).
4. I. V. Vilkova, L. A. Ivchenko, V. G. Ksenofontov, I. V. Ruban, B. Ya. Sukharevskii, and A. V. Christov, *Hyperfine Interactions* 70, 1223 (1992).
5. Z. Z. Wang, J. Clayhold, N. P. Ong, J. M. Taraskon, L. H. Greene, W. R. McKinnio, and G. W. Hull, *Phys. Rev.* B36, 7222 (1987).
6. B. Ya. Sukharevskii, I. V. Zhikharev, S. I. Khokhlova, G. E. Shatalova, A. Ya. Duka, E. O. Tsibulskii, and P. N. Mikheenko, *Physica* C194, 373 (1992).
7. E. Takayama-Muromachi, Y. Uchida, H. Ishii, T. Tanaka, and K. Kato, *Jpn. J. Appl. Phys.* 26, L1156 (1987).
8. A. A. Lushnikov, *JETP* 56, 215 (1969).
9. М. М. Богдан, А. С. Ковалев, *ФНТ* 16, 1576 (1990).
10. J. M. Tranquada, A. H. Moudden, A. Y. Goldman, P. Zolliker, D. E. Cox, and G. Shirane, *Phys. Rev.* B38, 2477 (1988).
11. Д. М. Гинзбер, М. Б. Саламон, А. П. Малоземофф, Р. Дж. Биржено, Дж. Ширан, П. Д. Аллен, З. Фиск, А. Миглиори, Д. Т. Макерт, Я. Даличауч, М. Б. Мейпл, Т. Тимаск, Д. Б. Тэннер, К. Томсен, М. Кардона, *Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников*, Мир, Москва (1990).

Critical temperature and limiting concentration of charge carriers in CuO_2 planes of copper-containing HTSC compounds

B. Ya. Sukharevskii and I. V. Vilkova

For the $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$ compound the phase diagram in the plane (δn) is constructed on the basis of the two-parameter Landau potential $\Phi(\eta, \zeta)$ for HTSC systems. The significance of the order parameters η, ζ is established. The physical meaning of the different $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$ phases (which are known popularly as tetra-*I*, tetra-*II*, ortho-*I* and ortho-*II*) is specified. The supporting evidence is obtained for the hypothesis that T_c is proportional to the carrier concentration in the CuO_2 plane. The n_{CuO_2} value is found to correspond to the position of the lability boundaries on the phase diagram in the (δn) plane. For the $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$ compound the T_N vs. δ relationship is derived, which is in a good agreement with experimental data.