

# ВЛИЯНИЕ БЕСПОРЯДКА НА ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО СВЕРХПРОВОДНИКА



*А. Н. Игнатенков, А. И. Пономарев\*, Л. Д. Сабирзянова,  
Т. Б. Чарикова, Г. И. Харус, Н. Г. Шелушинина*

*Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук  
620219, Екатеринбург, Россия*

*А. А. Иванов, О. А. Чуркин*

*Московский государственный инженерно-физический институт  
115410, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 22 декабря 2000 г.

Исследованы температурные зависимости,  $\rho_{ab}(T)$ , монокристаллов  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  с  $0 \leq x \leq 0.20$  и проведен их анализ на основе представлений теории неупорядоченных  $2D$ -систем в сопоставлении с данными для других медно-оксидных ВТСП. Установлено, что в области оптимального легирования,  $0.14 \leq x \leq 0.18$ , переход в сверхпроводящее состояние сверхпроводимости происходит только в кристаллах с достаточно малой степенью беспорядка ( $k_F l \geq 2$ ,  $l$  — длина свободного пробега). Этот переход совместим с режимом слабой  $2D$ -локализации, пока радиус локализации превышает характерный размер куперовской пары. Температура сверхпроводящего перехода в области оптимального легирования монотонно возрастает с ростом параметра  $k_F l$ , характеризующего степень беспорядка в кристалле. Деградация сверхпроводящих свойств при дальнейшем увеличении степени легирования ( $x > 0.18$ ), по-видимому, связана с переходом от  $2D$ - к  $3D$ -проводимости в монокристалле.

PACS: 72.15.Gd, 72.15.Rn, 74.25.Na, 74.72.Jt

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, в широком классе медно-оксидных ВТСП-соединений сверхпроводимость появляется по мере легирования неизоэлектронными примесями исходной диэлектрической матрицы. Простейшие примеры: легирование стронцием диэлектрической системы  $\text{La}_2\text{CuO}_4$ , приводящее к появлению дырок [1] или легирование церием диэлектрика  $\text{Nd}_2\text{CuO}_4$ , приводящее к появлению электронов [2] в  $\text{CuO}_2$ -плоскостях. Сравнительный анализ фазовых диаграмм для температуры сверхпроводящего перехода в зависимости от концентрации легирующей примеси  $T_c(x)$  для этих двух систем дан в обзоре [3].

При замещении  $\text{La}^{3+}$  на  $\text{Sr}^{2+}$  ( $\text{Nd}^{3+}$  на  $\text{Ce}^{4+}$ ) по мере ухода лишних дырок (электронов) в

$\text{CuO}_2$ -плоскости в буферном слое между этими плоскостями формируется потенциал случайно распределенных в решетке заряженных примесных центров. Беспорядок, порождаемый этим хаотическим примесным потенциалом, препятствует свободному движению носителей и может привести к их локализации. В результате переход диэлектрик–сверхпроводник оказывается тесно связанным с переходом диэлектрик–металл [4]. Можно провести аналогию с легированием полупроводников акцепторами или донорами с той существенной разницей, что ВТСП-материалы демонстрируют отчетливо выраженные двумерные ( $2D$ ) свойства носителей тока в макроскопически трехмерных ( $3D$ ) кристаллах. Естественно поэтому использовать идеи физики неупорядоченных двумерных систем [5] при анализе явлений переноса в этих материалах. Исследование влияния беспорядка,

\*E-mail: ponomarev@imp.uran.ru

вносимого в процессе легирования, на транспортные свойства ВТСП (величину и температурную зависимость сопротивления, наличие или отсутствие сверхпроводимости, а также температуру сверхпроводящего перехода) широко представлено в литературе.

Так, в работе [6] исследовано появление сверхпроводящего перехода по мере легирования кальцием диэлектрического материала  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{PrCu}_2\text{O}_8$ . Замена  $\text{Pr}^{3+}$  на  $\text{Ca}^{2+}$  порождает дырки и приводит к переходу изолятор–сверхпроводник в системе  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2(\text{Pr}_{1-z}\text{Ca}_z)\text{Cu}_2\text{O}_8$  при  $z = z_c = 0.52$ . Авторы обсуждают вопрос о близости этого перехода к переходу изолятор–металл и делают вывод о сосуществовании сверхпроводимости и пространственной локализации носителей при  $z > z_c$ .

В работе [7] исследуется процесс разрушения сверхпроводимости в системе  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2(\text{Ca}_{1-x}\text{Y}_x)\text{Cu}_2\text{O}_8$  при увеличении содержания иттрия. Исследована температурная зависимость сопротивления в  $ab$ -плоскости для  $0.2 \leq x \leq 0.8$ . Исчезновение сверхпроводящего перехода при  $x_c = 0.45$  авторы непосредственно связывают с переходом металл–изолятор из-за уменьшения концентрации дырок и их локализации во флуктуациях хаотического потенциала, возникающего при замещении двухвалентного кальция трехвалентным иттрием.

В работе [8] проведено подробное исследование сопротивления и магнитосопротивления серии монокристаллических образцов  $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_{4-\delta}$  с концентрацией бария  $x = (0.05 \pm 0.01) - (0.075 \pm 0.01)$  в области перехода диэлектрик–металл, индуцированного заменой  $\text{La}^{3+}$  на  $\text{Ba}^{2+}$ . Исследуя температурную зависимость  $\rho_{ab}(T)$ , авторы [8] обнаружили постепенный переход от режима сильной к режиму слабой локализации (и сверхпроводимости) с увеличением  $x$ . Отсутствие резкой концентрационной границы перехода диэлектрик–металл авторы связывают с двумерным характером проводимости в системе.

Представленная в [9] зависимость сопротивления  $\rho_{ab}$  в нормальной фазе (при фиксированной температуре  $T = 40$  К) от содержания стронция для серии образцов  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  с  $x < 0.15$  позволила авторам сделать вывод о переходе диэлектрик–металл при  $x \approx 0.05$ . Для образцов с содержанием Sr в непосредственной близости от этого перехода ( $x = 0.048$  и  $x = 0.051$ ) проведены измерения температурной зависимости сопротивления  $\rho_{ab}$  в магнитных полях до 8.5 Тл при низких и сверхнизких температурах вплоть до 30 мК. Оказалось, что нормальное состо-

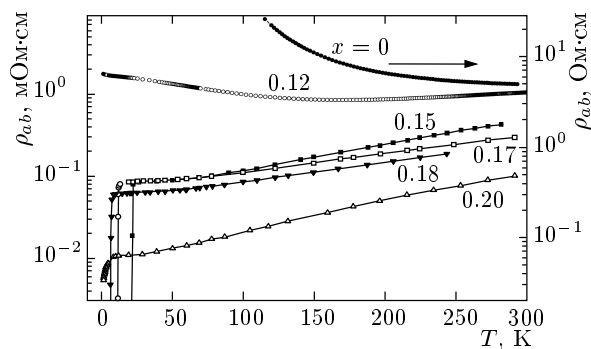


Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления  $\rho_{ab}$  образцов  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  с различным содержанием церия

яние этих образцов после разрушения сверхпроводимости магнитным полем является диэлектрическим ( $\rho \rightarrow \infty$  при  $T \rightarrow 0$ ), т. е. имеет место индуцированный магнитным полем переход сверхпроводник–изолятор.

В работе [10] тщательно исследован процесс замещения меди в  $\text{CuO}_2$ -плоскости другим элементом, в данном случае цинком. Цинк как изовалентная примесь не меняет исходной концентрации носителей, но из-за различия ионных остовов вносит в систему беспорядок, являясь сильным рассеивателем с короткодействующим потенциалом. Проведены измерения температурной зависимости сопротивления в  $ab$ -плоскости для монокристаллов  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_{1-z}\text{Zn}_z\text{O}_4$  с  $0.1 \leq x \leq 0.7$  и  $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{1-z}\text{Zn}_z)_3\text{O}_{7-y}$  с содержанием кислорода от 6.63 до 6.93 ( $0.06 \leq y \leq 0.37$ ) для различных концентраций цинка  $z \leq 0.04$ . Показано, что введение даже нескольких процентов цинка приводит к резкому увеличению остаточного сопротивления, уменьшению  $T_c$  и к переходу из сверхпроводящего состояния к диэлектрическому. При этом чем меньше концентрация дырок в матрице (содержание стронция в La-системе или кислорода в Y-системе), тем легче разрушается сверхпроводимость, т. е. для перехода из сверхпроводящего в диэлектрическое состояние требуется меньшая концентрация цинка.

В данной работе исследовано влияние как легирования, так и различных режимов отжига (содержания кислорода) на транспортные свойства монокристаллов  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  с разделением по возможности этих двух способов введения беспорядка в систему. Переход из диэлектрического в сверхпроводящее состояние при изменении режима отжига в  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  исследовался и ранее [11–14], но

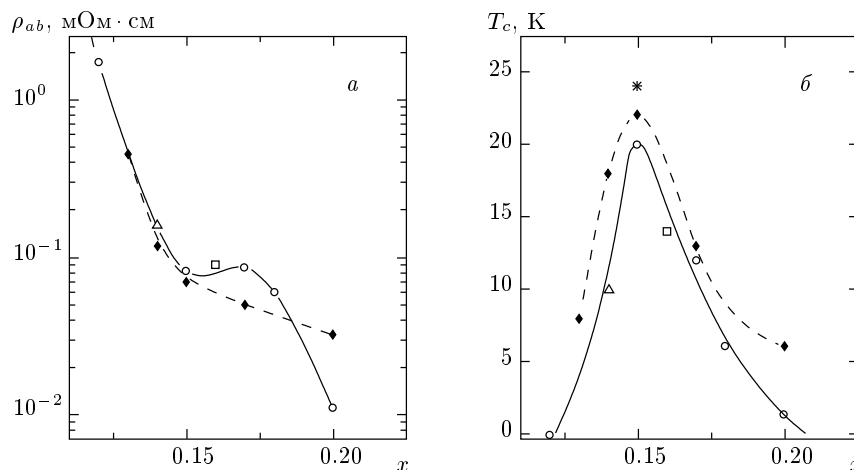


Рис. 2. Зависимости сопротивления  $\rho_{ab}$  (а) и температуры сверхпроводящего перехода  $T_c$  (б) от содержания церия  $x$ : светлые кружки — наши данные, светлый квадрат — данные [12] и светлый треугольник — данные [14] для Nd-системы; темные ромбы — данные [17] для Pr-системы; звездочка — данные [18] для Nd- и Pr-систем

нам не известны работы, где были бы проведены систематические исследования монокристаллических образцов  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  в достаточно широком интервале содержания церия при оптимальном режиме отжига ( $\delta \rightarrow 0$ ).

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

### 2.1. Легирование церием

Проведены измерения сопротивления  $\rho_{ab}$  вдоль  $\text{CuO}_2$ -плоскостей для оптимально отожженных монокристаллических пленок  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$  с  $0.12 \leq x \leq 0.20$ . Способ выращивания, режим отжига и другие характеристики этих образцов описаны ранее [15, 16]. Оптимально отожженными принято считать образцы с максимальной температурой  $T_c$  при заданном  $x$ . Температурные зависимости  $\rho_{ab}(T)$  в интервале температур  $T = 1.4\text{--}300$  К представлены на рис. 1. На нем для сравнения приведены данные для нелегированного объемного монокристалла  $\text{Nd}_2\text{CuO}_4$  при  $T = 116\text{--}300$  К.

На рисунке 2а представлен график зависимости сопротивления от содержания церия для нашей серии образцов. Кроме того, добавлены имеющиеся в литературе данные для наиболее качественных монокристаллов  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$  с  $x = 0.14$  [14] и  $x = 0.16$  [12]. Значения  $\rho_{ab}(T)$  взяты при  $T = T_c$  для сверхпроводящих образцов и  $T = 4.2$  К для несверхпроводящих. В таком же виде на рис. 2а представлены данные Фурнье и др. [17] для эпитаксиаль-

ных монокристаллических пленок  $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$  с  $0.13 \leq x \leq 0.20$  (штриховая кривая).

На рисунке 2б приведена фазовая диаграмма  $T_c(x)$  для тех же образцов, что и на рис. 2а. Кроме того, приведены совпадающие для Nd- и Pr-систем с  $x = 0.15$  данные работы [18]:  $T_c = 24$  К ( $\rho_{ab} = 8 \cdot 10^{-5}$  Ом·см при  $T = 50$  К). Зависимость  $T_c(x)$  для Nd-системы находится в хорошем соответствии с известной фазовой диаграммой для лучших поликристаллических образцов  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  [2, 3]. Обратим внимание не только на качественное сходство зависимостей  $\rho_{ab}(x)$  и  $T_c(x)$  в Nd- и Pr-системах, но и на близость численных значений этих величин в образцах, близких к стехиометрическому составу по кислороду ( $\delta \rightarrow 0$ ). Слегка меньшие значения  $\rho_{ab}$  при  $x < 0.18$ , так же как и систематически несколько большие значения  $T_c$  для Pr-системы, возможно, связаны с лучшим качеством эпитаксиально выращенных пленок  $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ .

На графике  $\rho_{ab}(x)$  для  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$  (рис. 2а) можно выделить три области: резкое падение сопротивления в образцах с меньшим уровнем легирования ( $x < 0.12\text{--}0.14$ ) (для  $\text{Nd}_2\text{CuO}_4$  при  $T = 116$  К имеем  $\rho_{ab} = 26.5$  Ом·см, что более чем на четыре порядка превышает величину  $\rho_{ab}$  для  $x = 0.12$ ); сравнительно слабая зависимость  $\rho_{ab}(x)$  для образцов с  $0.14 \leq x \leq 0.18$  и заметно более сильное, чем  $1/x$ , убывание  $\rho_{ab}$  в области с большим уровнем легирования ( $x > 0.18$ ). Уменьшение сопротивления на несколько порядков при увеличении содер-

жания Се от  $x = 0$  до  $x = 0.12-0.14$  несомненно связано с переходом от режима сильной экспоненциальной локализации к режиму слабой логарифмической локализации носителей в купратных плоскостях (переход диэлектрик–металл в неупорядоченной  $2D$ -системе). Об этом свидетельствует температурная зависимость сопротивления. Для  $x = 0$  имеем  $\rho_{ab} \propto \exp(-E_A/kT)$  с  $E_A \approx 60$  мэВ [19]. С другой стороны, в образце с  $x = 0.12$  отчетливо выражены эффекты слабой  $2D$ -локализации: логарифмический рост  $\rho_{ab}$  при понижении температуры и отрицательное магнитосопротивление [16].

Действительно, как уже говорилось выше, замещение  $Nd^{3+}$  на  $Ce^{4+}$  приводит, с одной стороны, к появлению электронов в  $CuO_2$ -плоскости, а с другой, — к беспорядку, порождаемому случайным распределением ионов Се. Как и в полупроводниках, локализация или делокализация носителей зависит от соотношения кинетической энергии (энергии Ферми,  $\varepsilon_F$ ) и потенциальной энергии взаимодействия электронов с примесями (амплитудой хаотического потенциала,  $\gamma$ ) [20]. Для  $2D$ -систем  $\varepsilon_F \propto n_s$ , где  $n_s$  — двумерная концентрация электронов, а амплитуда флуктуаций примесного потенциала  $\gamma \propto \sqrt{N_s}$ , где  $N_s = n_s$  есть поверхностная плотность примесей [21]. Ясно, что при малых концентрациях электронов  $\gamma \gg \varepsilon_F$ , что соответствует диэлектрику (сильная локализация). При больших концентрациях  $\varepsilon_F \gg \gamma$  и реализуется квазиметаллический режим длины свободного пробега с квантовыми интерференционными поправками из-за эффектов слабой локализации. Условие  $\varepsilon_F \gg \gamma$  соответствует тому, что электроны «заливают» потенциальный рельеф на дне зоны, где наблюдается проводимость (двумерной  $pd\sigma$ -зоны, образованной состояниями электронов в  $CuO_2$ -плоскости [22]).

Переход диэлектрик–«металл» андерсоновского типа происходит в области  $\gamma \approx \varepsilon_F$ . Параметром, характеризующим степень беспорядка, может служить величина двумерной проводимости  $\sigma_{2D}$  в безразмерных единицах:  $g = h\sigma_{2D}/e^2$ . Переходу от режима сильной локализации к металлической проводимости с эффектами слабой локализации в  $2D$ -системе соответствует условие  $g \approx 1$ . В «металлической» области,  $g \gg 1$ , имеем [5]

$$\sigma_{2D} = \frac{e^2}{h} k_F l, \quad (1)$$

где  $k_F = (2\pi n)^{1/2}$  — квазиимпульс Ферми,  $l$  — длина свободного пробега.

На кривой  $\rho_{ab}(T)$  для образца с  $x = 0.12$ , не испытывающего сверхпроводящего перехода, отчетливо

выражены участки характеристик для металлической проводимости и соответствующие полупроводнику с минимальным значением  $\rho_{ab} \approx 8 \cdot 10^{-4}$  Ом·см при  $T \approx 150$  К (рис. 1). Оценка парциальной проводимости в  $CuO_2$ -слое,

$$\sigma_{2D} = \rho_{ab}^{-1} c, \quad (2)$$

где  $c = 6 \text{ \AA}$  — расстояние между купратными плоскостями, показывает, что это значение сопротивления соответствует  $k_F l \approx 2$ . В действительности сверхпроводящий переход наблюдается только в образцах с хорошей металлической проводимостью  $g = k_F l \gg 1$ :  $10 \leq k_F l \leq 25$  для образцов с  $0.14 \leq x \leq 0.18$ . В литературе нет данных для стехиометрических Nd-систем с содержанием церия между  $x = 0.12$  ( $k_F l \approx 2$ ) и  $x = 0.14$  ( $k_F l \approx 10$ ). Для близкой по кристаллической структуре и физическим свойствам Pr-системы в образце с  $x = 0.13$  ( $k_F l = 3.4$ ) наблюдается хорошо выраженный сверхпроводящий переход с  $T_c = 8$  К [17] (см. рис. 2а, б). Таким образом, можно полагать, что по мере легирования церием стехиометрических образцов Nd- или Pr-систем переход из андерсоновского диэлектрика в сверхпроводник происходит при  $k_F l > (2-3)$ .

Заметное (примерно в 6 раз) убывание  $\rho_{ab}$  при небольшом изменении  $x$  от 0.18 до 0.20 (см. рис. 2а), сопровождается уменьшением  $T_c$ , что, по-видимому, связано со второй стадией металлизации [4], т.е. включением переноса заряда между  $CuO_2$ -слоями и переходом от  $2D$ - к  $3D$ -типу проводимости. Именно так в обзоре Элиашберга [4] интерпретированы экспериментальные результаты работы [1] об «аномальном» исчезновении сверхпроводимости при высокой концентрации дырок ( $x > 0.3$ ) в системе  $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ : исчезновение сверхпроводящего перехода сопровождается уменьшением сопротивления  $\rho_{ab}$  в несколько раз. Переход от  $2D$ - к  $3D$ -типу проводимости в La-системе при  $x \approx 0.3$  [23], а также в Nd-системе при  $x \approx 0.18$  [19] проявляется в изменении температурной зависимости сопротивления вдоль оси  $c$  от диэлектрического типа до металлического и в резком уменьшении коэффициента анизотропии  $\rho_c/\rho_{ab}$ .

## 2.2. Роль нестехиометрии

Мы исследовали также зависимость  $\rho_{ab}(T)$  в системе  $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$  при различном содержании кислорода  $\delta$  (различных режимах отжига) при фиксированном  $x$ . На рисунке 3 представлены наши дан-

ные для  $x = 0.18$ : при отсутствии отжига, при промежуточном режиме отжига ( $T_c = 4$  К) и при оптимальном режиме отжига в вакууме при  $800^\circ\text{C}$  в течение 40 мин ( $T_c = 6$  К).

Известно, что неотожженные образцы  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  не являются сверхпроводящими даже при легировании близком к оптимальному,  $0.14 \leq x \leq 0.18$ . Для проявления фазы с нулевым сопротивлением образцы должны быть отожжены в атмосфере азота [11], аргона [11, 12, 14] или в вакууме [13] для уменьшения содержания кислорода. По последним представлениям [11, 13] основная роль отжига состоит в удалении «лишнего» нестехиометрического кислорода ( $\delta \rightarrow 0$ ). Располагаясь в апексных кислородных узлах, не занятых в оптимально отожженном  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ , избыточный кислород создает хаотический примесный потенциал, который локализует электроны, представляемые перием. При отжиге по мере удаления избыточных атомов кислорода беспорядок в системе уменьшается и длина пробега растет. Уменьшение степени беспорядка должно приводить к переходу от режима сильной к режиму слабой локализации носителей в купратных плоскостях при  $k_F l \approx 1$ .

Согласно [24] сверхпроводимость в неупорядоченных системах обнаруживается, когда радиус локализации носителей  $R_{loc}$  превышает характерный размер куперовской пары  $\xi$ . При малых длинах пробега в так называемом «грязном» пределе, когда  $l < \xi_0$  ( $\xi_0$  — длина когерентности в чистом веществе), имеем  $\xi = (\xi_0 l)^{1/2}$ . Для радиуса локализации носителей в  $2D$ -системах в условиях слабой локализации ( $k_F l > 1$ ) справедлива оценка [5]

$$R_{loc} \approx l \exp\left(\frac{\pi}{2} k_F l\right). \quad (3)$$

При переходе к режиму слабой локализации с увеличением  $l$  корреляционная длина  $\xi$  растет степенным образом, тогда как радиус локализации возрастает экспоненциально. Поэтому условие  $R_{loc} > \xi$  может быть достигнуто уже при  $k_F l$  порядка нескольких единиц.

В самом деле, уже при  $k_F l = 2.5$  монокристалл  $\text{Nd}_{1.82}\text{Ce}_{0.18}\text{CuO}_{4+\delta}$  является сверхпроводящим (см. рис. 3). В процессе отжига по мере деоксигенизации монокристаллов  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  с  $x = 0.15$  [14] и  $x = 0.18$  [12] сверхпроводящий переход наблюдался также лишь при  $k_F l > 2$ . Так, в работе [12] приведены зависимости  $\rho_{ab}(T)$  для восьми образцов с  $x = 0.18$  на различных ступенях отжига от образцов в диэлектрической фазе до сверхпроводящих:

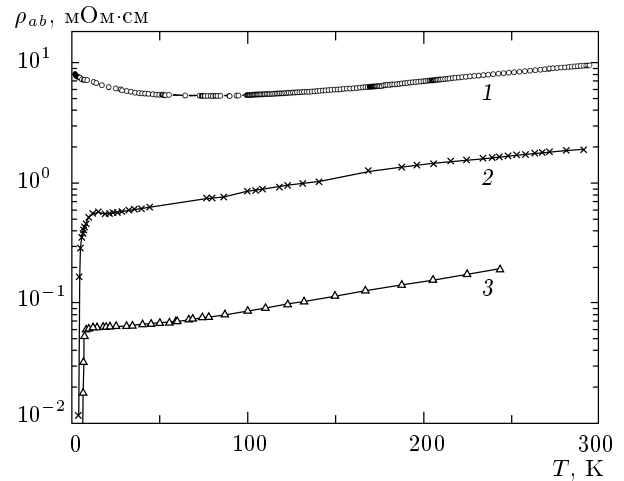


Рис. 3. Температурные зависимости сопротивления  $\rho_{ab}$  образцов  $\text{Nd}_{1.82}\text{Ce}_{0.18}\text{CuO}_{4+\delta}$  для различных режимов отжига: 1 —  $k_F l = 0.25$ ; 2 —  $k_F l = 2.5$ ; 3 —  $k_F l = 25$

$0.1 \leq g \leq 3.5$ . Авторы отмечают, что на границе индуцированного беспорядком перехода из сверхпроводника в диэлектрик сопротивление образца соответствует  $k_F l \approx 3$  ( $R_{2D} = \rho_{ab}/c = 8.5$  кОм).

Таким образом, изменение степени беспорядка в системе  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  как за счет легирования (изменение  $x$  при  $\delta \approx \text{const}$ ), так и путем отжига (изменение  $\delta$  при  $x = \text{const}$ ) приводит к появлению сверхпроводящего перехода только в кристаллах с достаточно высокой проводимостью. Во всех описанных выше работах [6–10, 12, 14] экспериментально установлено, что максимальное поверхностное сопротивление  $R_{2D}$  в нормальной фазе, из которой еще возможен переход в сверхпроводящую фазу, близко к универсальному теоретическому значению  $R_{2D}^* = h/(2e)^2$  ( $\sigma_{2D}^* = 4e^2/h$ ). Эта величина соответствует кванту проводимости куперовской пары с зарядом  $2e$  и появляется при бозе-сценарии перехода из сверхпроводника в диэлектрик при увеличении беспорядка [25]. Авторы [12] рассматривают этот факт как серьезный аргумент в пользу именно бозе-сценария сверхпроводящего перехода. Однако примерно такой же величины достигает проводимость ферми-газа выше границы перехода диэлектрик–металл ( $k_F l \geq 1$ ). Кроме того, температурные и магнитополевые зависимости сопротивления  $\rho_{ab}$  в нормальной фазе ясно обнаруживают черты, присущие эффектам слабой локализации ферми-частиц в неупорядоченной системе. Ниже мы обсудим эффекты слабой локализации подробнее.

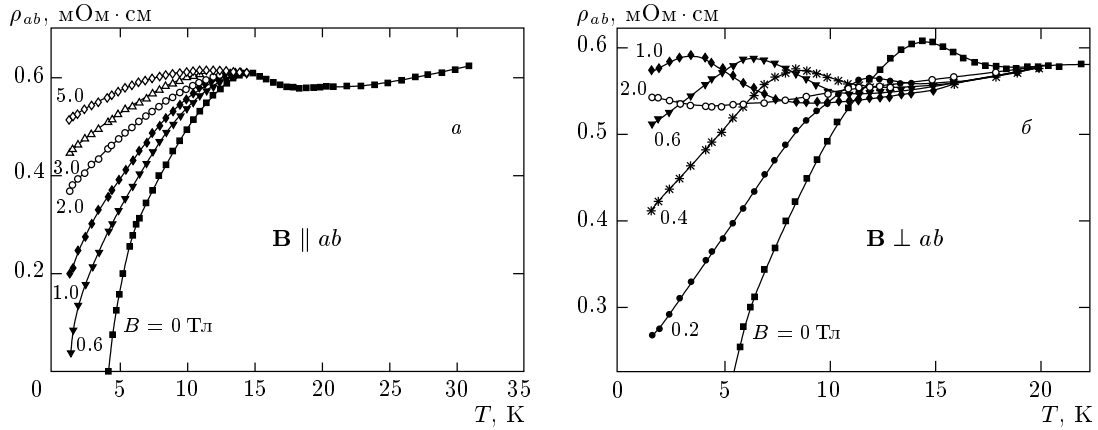


Рис. 4. Температурные зависимости сопротивления  $\rho_{ab}$  образца  $\text{Nd}_{1.82}\text{Ce}_{0.18}\text{CuO}_{4+\delta}$  (образец 2 на рис. 3) в магнитном поле, параллельном (а) и перпендикулярном (б)  $ab$ -плоскости

2.3. Эффекты слабой 2D-локализации

Подавление сверхпроводимости магнитным полем позволяет исследовать свойства нормального состояния сверхпроводника при температурах ниже критической,  $T < T_c$ . Исследования на монокристалле  $\text{Nd}_{1.82}\text{Ce}_{0.18}\text{CuO}_{4+\delta}$  с  $T_c = 6 \text{ K}$  (образец 3 на рис. 3) в перпендикулярном к  $\text{CuO}_2$ -плоскостям магнитном поле (до 12 Тл) позволили нам обнаружить логарифмический рост сопротивления  $\rho_{ab}$  при понижении температуры ( $0.2 \text{ K} \leq T \leq 5 \text{ K}$ ), а также ярко выраженное отрицательное магнитосопротивление в полях  $B > B_{c2}$  ( $B_{c2} = 3\text{--}4 \text{ Тл}$ ) [16]. Эти факты были интерпретированы нами как проявление эффектов слабой 2D-локализации при металлической ( $k_F l = 25$ ) проводимости вдоль купратных плоскостей.

В данной работе мы исследовали магнитосопротивление образца  $\text{Nd}_{1.82}\text{Ce}_{0.18}\text{CuO}_{4+\delta}$  с меньшим значением  $T_c = 4 \text{ K}$  (образец 2 на рис. 3) и широким ( $\Delta T \approx 10 \text{ K}$ ) сверхпроводящим переходом, что, очевидно, связано с большей степенью беспорядка в системе ( $k_F l = 2.5$ ). Проведены измерения сопротивления  $\rho_{ab}$  как в перпендикулярном ( $\mathbf{B} \perp ab$ ), так и в параллельном ( $\mathbf{B} \parallel ab$ ) плоскости  $\text{CuO}_2$  магнитном поле до 5 Тл в интервале  $1.4 \text{ K} \leq T \leq 30 \text{ K}$ . Благодаря большей степени беспорядка логарифмический рост  $\rho_{ab}$  с понижением температуры наблюдается уже в отсутствие магнитного поля. В результате зависимость  $\rho_{ab}(T)$  при  $B = 0$  имеет вид кривой с максимумом при  $T \approx 14 \text{ K}$  (рис. 4а, б).

На рисунке 4а видно, что магнитное поле, параллельное  $\text{CuO}_2$ -плоскостям, постепенно подавляя сверхпроводимость, практически не влияет на со-

противление в нормальной фазе при  $T \geq 14 \text{ K}$ . Рисунок 4б демонстрирует, с одной стороны, более быстрое разрушение сверхпроводимости перпендикулярным магнитным полем, что связано с анизотропией второго критического поля в слоистых купратных сверхпроводниках [26]. С другой стороны, в ситуации  $\mathbf{B} \perp ab$  наблюдается сильное влияние магнитного поля на участок увеличения  $\rho_{ab}$  при понижении температуры в нормальной фазе: по мере роста  $B$  этот участок сдвигается в область все более низких температур. Такое поведение связано с подавлением квантовой поправки к проводимости, обусловленной слабой локализацией [16].

Как показано на рис. 4б, перпендикулярное поле  $B = 2 \text{ Тл}$  почти полностью подавляет эффект слабой локализации, в то время как параллельное поле практически не влияет на этот эффект вплоть до  $B = 5 \text{ Тл}$ . Такая анизотропия магнитосопротивления характерна именно для 2D-систем [27].

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ опубликованных работ, посвященных исследованию электропроводности медно-оксидных ВТСП, и наши результаты для монокристаллов  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  позволяет сделать следующие выводы о влиянии беспорядка на характер переноса в этих системах.

В слоистых ВТСП-кристаллах происходит пространственное разделение носителей тока и заряженных примесей: электроны (в Nd-системе) или дырки (в La-системе) не остаются в связанном состоянии на ионах  $\text{Ce}^{4+}$  или  $\text{Sr}^{2+}$ , а переходят в  $\text{CuO}_2$ -плоскости.

Носители в «идеальном» кристалле делокализованы в  $ab$ -плоскости и локализованы в  $c$ -направлении. Ситуация сходна с той, которая имеет место в полупроводниковых сверхрешетках или многослойных гетероструктурах с селективным легированием в барьерах, т. е. ВТСП-кристалл можно рассматривать как систему многократных квантовых ям ( $\text{CuO}_2$ -слои), разделенных легированными слоями оксидов неодима или лантана [28].

При малой концентрации носителей хаотический потенциал ионизованных примесей или нестехиометрических дефектов приводит к их сильной локализации и характерной для диэлектриков температурной зависимости проводимости. С ростом концентрации носителей и энергии Ферми происходит переход к режиму слабой локализации вблизи универсального значения  $2D$ -проводимости  $\text{CuO}_2$ -слоя  $\sigma_{2D} \approx e^2/h$  ( $k_{Fl} \approx 1$ ). В области слабой локализации оказывается возможным сверхпроводящий переход, когда радиус локализации превышает характерный размер куперовской пары. Обычно это условие выполняется уже при небольших значениях параметра  $k_{Fl} \geq 2-3$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 00-02-17427) и Министерства науки (контракт 107-1(00)-П).

## ЛИТЕРАТУРА

1. K. Sreedhar and P. Ganguly, Phys. Rev. B **41**, 371 (1990).
2. H. Takagi, S. Uchida, and Y. Tokura, Phys. Rev. Lett. **62**, 1197 (1989).
3. E. Dagotto, Rev. Mod. Phys. **66**, 763 (1994).
4. Г. М. Элиашберг, *Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников*, под ред. Д. М. Гинзберга, Мир, Москва (1985), с. 505.
5. P. A. Lee and T. V. Ramakrishnan, Rev. Mod. Phys. **57**, 293 (1985).
6. B. Beschoten, S. Sadewasser, C. Güntherodt, and C. Quitmann, Phys. Rev. Lett. **77**, 1837 (1996).
7. D. Mandrus, L. Forro, C. Kendziora, and L. Mihaly, Phys. Rev. B **44**, 2418 (1991).
8. K. Schlenga, H. Bach, and K. Westerholt, Physica C **221**, 161 (1994).
9. K. Karpinska, A. Malinowski, M. Z. Cieplak et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 3033 (1996).
10. Y. Fukuzumi, K. Mizuhashi, K. Takenaka, and S. Uchida, Phys. Rev. Lett. **76**, 684 (1996).
11. N. A. Fortune, K. Murata, M. Ishibashi et al., Phys. Rev. B **43**, 12930 (1991); W. Jiang, J. L. Peng, Z. Y. Li, and R. L. Greene, Phys. Rev. B **47**, 8151 (1993).
12. S. Tanda, S. Ohzeki, and T. Nakayama, Phys. Rev. Lett. **69**, 530 (1992).
13. X. Q. Xu, S. N. Mao, Wu Jiang et al., Phys. Rev. B **53**, 871 (1996).
14. T. Fujita, N. Kikugawa, M. Ito et al., *Proc. of VI Int. Conf. M2S-HTSC 2P09-83*, Houston (2000).
15. A. A. Ivanov, S. G. Galkin, A. V. Kuznetsov et al., Physica C **180**, 69 (1991).
16. G. I. Harus, A. N. Ignatenkov, A. I. Ponomarev et al., Письма в ЖЭТФ **70**, 93 (1999); G. I. Harus, A. N. Ignatenkov, A. I. Ponomarev et al., ЖЭТФ **116**, 1723 (1999).
17. P. Fournier, P. Mohanty, E. Maiser et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 4720 (1998).
18. L. Alff, S. Meyer, S. Kleefisch et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 2644 (1999).
19. Т. Б. Чарикова, А. И. Пономарев, А. Н. Игнатенков и др., ФММ **91**, 46 (2001).
20. А. Л. Эфрос, Б. И. Шкловский, *Электронные свойства легированных полупроводников*, Наука, Москва (1979), гл. 11.
21. A. L. Efros, Sol. St. Comm. **70**, 253 (1989).
22. Н. М. Плакида, *Высокотемпературные сверхпроводники*, Международная программа образования, Москва (1996).
23. Y. Nakamura and S. Uchida, Phys. Rev. B **47**, 8369 (1993).
24. М. В. Садовский, СФХТ **8**, 337 (1995).
25. M. P. A. Fisher, G. Grinstein, and S. M. Girvin, Phys. Rev. Lett. **64**, 587 (1990).
26. Е. З. Мейлихов, СФХТ **4**, 1437 (1991).
27. Б. Л. Альтшулер, А. Г. Аронов, Письма в ЖЭТФ **64**, 407 (1996).
28. В. В. Капаев, Ю. В. Копаев, *XXXI Собрание по физике низких температур*, Москва (1998); A. I. Ponomarev, A. N. Ignatenkov, L. D. Sabirzyanova et al., *Proc. of the Int. Conf. on the Physics of Semiconductors* (CD-ROM, Sec. 5, Subsec. A, № 36), Jerusalem (1998).