

## О природе анизотропии сопротивления монокристаллов $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ с разным содержанием церия и кислорода

А.И. Пономарев<sup>1</sup>, Т.Б. Чарикова<sup>1</sup>, А.Н. Игнатенков<sup>1</sup>, А.О. Ташлыков<sup>1</sup>,  
А.А. Иванов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Институт физики металлов УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, г. Екатеринбург, 620219, Россия*  
E-mail: [ponomarev@imp.uran.ru](mailto:ponomarev@imp.uran.ru)

<sup>2</sup> *Московский инженерно-физический институт, г. Москва, 115410, Россия*

Статья поступила в редакцию 28 мая 2004 г.

Приведены результаты исследования температурных зависимостей сопротивления и коэффициента анизотропии сопротивления в нормальной фазе монокристаллических пленок  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  с разной степенью легирования церием  $x$  и содержанием кислорода  $\delta$ . Исследованы два типа пленок одинаковых составов, выращенных с ориентацией оси  $c$  кристалла перпендикулярно и параллельно плоскости подложки. Приведены параметры 18 исследованных образцов, найденные из анализа проводимости и коэффициента Холла.

Приведено результати дослідження температурних залежностей опору і коефіцієнта анізотропії опору в нормальній фазі монокристалічних плівок  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  з різним ступенем легування церієм  $x$  і змістом кисню  $\delta$ . Досліджено два типи плівок однакових складів, вирощених з різною орієнтацією осі  $c$  кристала перпендикулярно та паралельно площині підкладки. Приведено параметри 18 досліджених зразків, що знайдено з аналізу провідності і коефіцієнта Холла.

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

### 1. Введение

Проблема анизотропии сопротивления в нормальном состоянии ВТСП купратов привлекает внимание исследователей со времени появления ВТСП и остается актуальной по сей день. В то время как имеется согласие, что зависимость  $\rho_{ab}(T)$  имеет металлический характер ( $d\rho_{ab}/dT > 0$ ) [1–4],  $\rho_c(T)$  изменяется как металлическим [5–7], так и нематаллическим ( $d\rho_c/dT < 0$ ) образом [2,8], кроме того, может иметь смешанную температурную зависимость [1,7]. Выяснение физических причин разного поведения  $\rho_{ab}(T)$  и  $\rho_c(T)$  является исключительно важным для построения теории высокотемпературной сверхпроводимости. К настоящему времени предложено уже несколько моделей проводимости вдоль  $c$ -оси, но согласия между ними пока не достигнуто.

Так, в зонной модели [9] при любом уровне легирования ВТСП купраты являются анизотропными трехмерными металлами, проводимость у которых как в  $ab$ -плоскости, так и вдоль  $c$ -оси должна быть металлической. Аномальное (нематаллическое) поведение  $\rho_c(T)$ , наблюдаемое в ВТСП кристаллах, свидетельствует о необычном (незонном) процессе переноса между слоями  $\text{CuO}_2$ . Сочетание металлического характера проводимости  $\rho_{ab}(T)$  вдоль  $\text{CuO}_2$  плоскостей с нематаллическим  $\rho_c(T)$  в  $c$ -направлении ( $\rho_c \sim T^{-\alpha}$ , где  $0 < \alpha < 2$ ) наблюдали в [8] на кристаллах Y-, La-, Bi- и Pr- систем.

Наряду с зонной теорией, авторы работы [8] привлекали теорию Андерсона [10], в которой носителями тока вдоль  $c$ -оси являются электроны, образующиеся в результате рекомбинации холонов и спинов в плоскости  $\text{CuO}_2$ , которые туннелируют между плоскостями. Если открывается щель в спек-

тре спиновых возбуждений, то вероятность спин-нон-холонной рекомбинации, а также рассеяние носителей тока на спиновых флуктуациях будет подавлено, что приведет к уменьшению проводимости вдоль  $c$ -оси и ее увеличению в  $ab$ -плоскости. В настоящее время наличие спиновой щели (псевдощели) надежно установлено в  $Y$ -,  $\text{La}$ -системах [7],  $\text{Bi}$ - системе [11] и  $\text{Nd}$ -системе [12].

В работе [13] рассчитаны оптическая проводимость и сопротивление вдоль  $c$ -оси в рамках  $(t-J)$ -модели в предположении, что межслоевые прыжки некогерентны. Авторы нашли, что при низком допировании полупроводниковое поведение  $\rho_c(T)$  обусловлено открытием псевдощели в плотности состояний, а в оптимально допированном режиме  $\rho_c(T) \sim \rho_{ab}(T)$ , т.е. механизм релаксации носителей является общим для транспорта в слоях и поперек их.

В [14] предложена биполярная теория явлений переноса в оксидах меди, которая описывает  $\rho_{ab}$  и  $\rho_c$  в зависимости от температуры и допирования. При очень низких температурах авторы предсказывают вымораживание биполяронов и независимость коэффициента анизотропии  $k = \rho_c/\rho_{ab}$  от температуры, а в магнитном поле — отрицательное магнитосопротивление  $\rho_c(B)$ . Обе эти особенности наблюдались на монокристаллах  $\text{LaSrCuO}$  в магнитном поле до 61 Тл [15].

Авторы работы [16] предложили модель сопротивления вдоль  $c$ -оси в купратах, которая включает межплоскостной беспорядок. Показано, что этот беспорядок стабилизирует металлическое состояние при низких температурах и в динамическом пределе ведет к зависимости от температуры производной  $d\rho_c/dT$ , которая является отрицательной для низкой концентрации дырок и положительной для высокой. Там же предсказаны корреляции, связывающие нелинейное сопротивление в плоскости с величиной отрицательного  $d\rho_c/dT$ .

В [17] показано, что анизотропия сопротивления в анизотропной среде определяется отношением длин фазовой когерентности. В слоистых кристаллах, где межслоевой транспорт некогерентен, длина фазовой когерентности в  $c$ -направлении является фиксированной и не зависит от температуры. Это ведет к зависящей от температуры анизотропии сопротивления и существованию металлической проводимости в плоскости и неметаллической в  $c$ -направлении. Такой подход предусматривает описание проводимости вдоль  $c$ -оси в сильно неклассическом режиме, характерном для слоистых купратов.

Упомянутые выше модели разработаны до появления работы [18], авторы которой в результате ис-

следования угловых осцилляций магнитосопротивления в кристалле  $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+d}$  установили трехмерность электронного газа. На поверхности Ферми имеется восемь участков, соответствующих отсутствию дисперсии вдоль  $c$ -оси. Такая топография поверхности Ферми позволила объяснить большую анизотропию свойств нормального и сверхпроводящего состояния в рамках стандартной трехмерной картины. Другими словами, характеристики нормального состояния ВТСП купратов определяются обычными трехмерными фермиевскими частицами.

Модель проводимости для ВТСП купратов вдоль  $c$ -оси была предложена Копаевым на XXXI Совещании по физике низких температур, где указанные кристаллы рассматривали как естественные сверхрешетки [19], и нами для объяснения проводимости монокристаллов  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ , где кристалл представляли как систему многократных квантовых ям ( $\text{CuO}_2$ -слои  $\sim 1,5 \text{ \AA}$ ), разделенных селективно легированными барьерами (слои  $\text{NdO} \sim 4,5 \text{ \AA}$ ) [20,21].

В работе [22] приведены результаты исследования влияния допирования  $\delta$  на температурные зависимости  $\rho_{ab}(T)$  и  $\rho_c(T)$  монокристаллов  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ . Предложена модель проводимости вдоль  $c$ -оси, исходящая из того, что  $\text{CuO}_2$ -плоскости разделены двумя барьерами разной высоты и ширины. В рамках этой модели авторам удалось с помощью малого числа параметров описать зависимости  $\rho_c(T)$  и объяснить большинство наблюдаемых в них особенностей, например, кроссовер от полупроводникового поведения при низком допировании до почти металлического поведения при высоком допировании за счет эффективного уменьшения высоты барьера.

Из приведенного обзора ясно, что вопрос о механизмах проводимости в ВТСП купратах остается по-прежнему актуальным. В настоящей работе приведены результаты исследования температурных зависимостей сопротивления  $\rho_{ab}(T)$  и  $\rho_c(T)$ , а также эффекта Холла на монокристаллических пленках  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ .

В семействе купратных сверхпроводников (СП)  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  обладает многими уникальными характеристиками, которые делают его удобным объектом для исследования. Это сверхпроводник с электронным типом проводимости, он имеет только одну плоскость  $\text{CuO}_2$  на элементарную ячейку, не имеет цепочек (как  $\text{YBaCuO}$ ), а также апиальных атомов кислорода между соседними  $\text{CuO}_2$ -плоскостями, в связи с чем обладает ярко выраженными двумерными ( $2D$ ) свойствами [21]. Многие из его физических свойств демонстрируют обычное металлическое поведение в противоположность аномальным свойствам купратов с проводимостью  $p$ -типа ( $\text{YBaCuO}$ ,  $\text{BiSrCaCuO}$ ). Например, в стехиометри-

ческом  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$   $\rho_{ab}$  квадратичная температурная зависимость сопротивления  $\rho_{ab} \sim T^2$ , что свидетельствует о том, что система является обычным ферми-жидкостным металлом [23]. Свойства системы  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  исключительно чувствительны к содержанию в ней кислорода. Для проявления сверхпроводящей фазы ( $x = 0,14-0,22$ ) образцы должны быть отожжены в бескислородной среде для удаления нестехиометрического кислорода  $\delta$ , расположенного между плоскостями  $\text{CuO}_2$ . При оптимальном отжиге ( $\delta = 0$ ) кристалл  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$  представляет собой набор практически изолированных проводящих плоскостей  $\text{CuO}_2$ , отстоящих друг от друга на расстоянии  $6 \text{ \AA}$ , и является сильно анизотропным  $\rho_c/\rho_{ab} \approx 10^3-10^4$  [8,24,25].

Набор таких уникальных свойств этого относительно простого соединения открывает возможность для его детального изучения и для сравнения с более сложными купратами, такими как  $\text{YBaCuO}$  и  $\text{BiSrCaCuO}$ .

Целью настоящей работы является исследование анизотропии сопротивления в нормальной фазе, а также температурных зависимостей сопротивления монокристаллических пленок  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  с разной степенью легирования церием  $x$  и разным содержанием кислорода  $\delta$ . В отличие от нашей работы по исследованию коэффициента анизотропии сопротивления на несверхпроводящих объемных кристаллах  $\text{NdCeCuO}$  [7], в настоящей работе изучены два типа монокристаллических пленок одинаковых составов  $x$ , но с разной ориентацией  $c$ -оси кристалла относительно плоскости подложки.

1. Ось  $c$  перпендикулярна плоскости подложки.
2. Ось  $c$  параллельна плоскости подложки и направлена вдоль образца.

## 2. Образцы

Монокристаллические пленки  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  были синтезированы в МИФИ методом импульсного лазерного напыления на подложки  $\text{SrTiO}_3$ . Синтезированы шесть серий образцов  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  толщиной  $\sim 1200-2000 \text{ \AA}$ : три серии ( $x = 0,12; 0,15; 0,17$ ) с ориентацией оси  $c$  кристалла, перпендикулярной плоскости подложки (001), и три серии тех же составов с ориентацией оси  $c$ , параллельной плоскости подложки (110). В каждой серии было по три образца с разным содержанием кислорода  $\delta$ . Всего в работе исследовано 18 образцов.

Для получения образцов с разным  $\delta$  пленки одинаковых составов были приготовлены при трех различных условиях.

Метод «as grown» — распыление исходной керамической мишени сфокусированным лазерным пучком с последующим осаждением вещества мишени

на нагретую монокристаллическую подложку (материал подложки —  $\text{SrTiO}_3$  с ориентацией (100) или (110), размерами  $5 \times 10 \times 1,5 \text{ мм}$ ; температура подложки  $800 \text{ }^\circ\text{C}$ ; давление в процессе напыления  $0,8 \text{ мм рт. ст.}$ , остаточный газ — воздух; мишень — спеченная керамическая таблетка  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  заданного состава).

Отжиг в кислороде — пленку «as grown» дополнительно отжигали при  $T = 500 \text{ }^\circ\text{C}$  и давлении  $p = 760 \text{ мм рт. ст.}$  в течение 60 мин.

Отжиг в вакууме (оптимальный отжиг) — пленку «as grown» отжигали при  $T = 780 \text{ }^\circ\text{C}$  и давлении  $p = 10^{-2} \text{ мм рт. ст.}$  в течение 60 мин.

По данным рентгеноструктурных исследований пленки I типа, выращенные на подложках  $\text{SrTiO}_3$  с ориентацией (100), являются эпитаксиальными с ориентацией плоскости поверхности (001) и степенью разориентации доменов меньше одного градуса, что свидетельствует об их высоком структурном совершенстве.

Пленки II типа, выращенные на подложках  $\text{SrTiO}_3$  с ориентацией (110), имели ориентацию плоскости поверхности (110). Плоскости подложки и слоя  $\text{CuO}_2$  оказались разориентированными в некоторых пленках на угол до  $0,2-0,6^\circ$ .

С помощью фотолитографии была получена форма образца — «двойной крест» с шириной центральной полосы  $1 \text{ мм}$  и расстоянием между потенциальными контактами  $3 \text{ мм}$ . После травления на образцы лазерным напылением в вакууме наносили контактные площадки из серебра. Таким образом, в настоящей работе  $\rho_c(T)$ , как и  $\rho_{ab}(T)$ , впервые измерены четырехзондовым методом.

## 3. Экспериментальные результаты. Обсуждение

### Пленки с осью $c$ , перпендикулярной плоскости подложки

На рис. 1 приведены зависимости  $\rho_{ab}(T)$ , полученные для образцов  $\text{Nd}_{1,85}\text{Ce}_{0,15}\text{CuO}_{4+\delta}$  с разным содержанием кислорода (отожженных в разных условиях). Видно, что при уменьшении содержания кислорода от образца №1, отожженного в кислороде, к образцу №3, отожженному в вакууме, сопротивление  $\rho_{ab}$  при температурах  $T < 100 \text{ К}$  уменьшается по величине примерно в 100 раз. При  $T = 300 \text{ К}$  это отношение составляет 25. Оптимально отожженный образец №3 имеет перед СП переходом сопротивление  $\rho_{ab} = 30 \text{ мкОм}\cdot\text{см}$ ,  $T_c = 23 \text{ К}$ ,  $\Delta T < 1 \text{ К}$ , отношение  $\rho_{300 \text{ К}}/\rho_{T_c} \cong 5$ , что свидетельствует о его высоком структурном совершенстве. Это одни из лучших характеристик, встречавшихся до сих пор в публикациях.

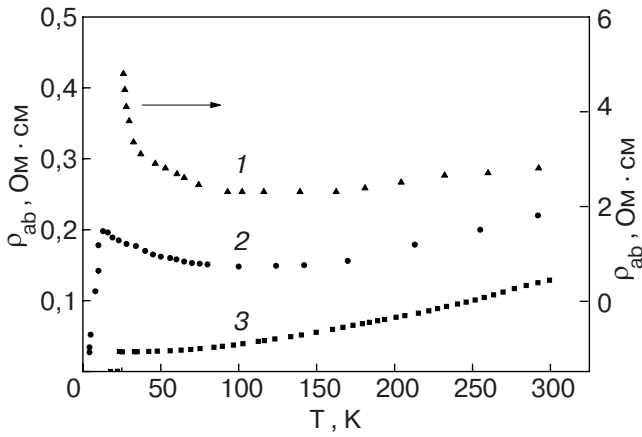


Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления  $\rho_{ab}$  образцов  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  ( $x = 0,15$ ), отожженных в разных условиях: кислороде (1) (правая шкала), методом «as grown» (2), в вакууме (3).

Зависимость  $\rho_{ab}(T)$  для этого образца при  $T \geq 50$  К имеет металлический характер  $d\rho/dT > 0$ . Условие хорошей металлической проводимости в разупорядоченной двумерной системе является выполнение условия  $k_F l \gg 1$  ( $k_F$  – волновой вектор на уровне Ферми,  $l$  – длина свободного пробега между рассеивателями). Параметр  $k_F l$  служит мерой беспорядка системы и может быть найден из экспериментальной величины  $\rho_{ab}$ :  $k_F l = (hc_0)/\rho_{ab} e^2$  [26], где  $c_0$  – расстояние между слоями ( $c_0 = 6\text{Å}$  для  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ ),  $e$  – заряд электрона. Для образца №3 параметр  $k_F l = 56$  ( $T = 50$  К), что соответствует хорошему металлу.

Образец №2 («as grown»)  $k_F l \approx 10$  в интервале  $140 \leq T \leq 300$  К также имеет металлический ход сопротивления с температурой. При  $T < 100$  К его сопротивление зависит от температуры логарифмически  $\rho_{ab}(T) \sim \ln T$ , что можно объяснить слабой локализацией носителей тока при понижении температуры [27], т.е. образец в этой области температур является 2D металлом, сопротивление которого определяется интерференционными квантовыми поправками к проводимости Друде. Поведение этого образца ярко демонстрирует сосуществование слабой локализации носителей тока и сверхпроводимости, так как образец испытывает полный СП переход при  $T_c = 3$  К.

Сопротивление образца №1 при низких температурах ( $3 \text{ К} \leq T \leq 45 \text{ К}$ ) зависит от температуры активационным образом  $\rho_{ab}(T) \sim \exp(T/T_0)^{1/2}$ , что может быть связано с прыжковым механизмом проводимости. Для этого образца параметр  $k_F l = 0,7$ , т.е. образец находится на диэлектрической стороне перехода металл – диэлектрик.

Подобное поведение сопротивления с температурой для образцов, отожженных в трех разных режи-

мах, мы наблюдали для составов с  $x = 0,12$  и  $x = 0,17$ , но образец с  $x = 0,12$  не имеет СП перехода.

Температурные зависимости сопротивления  $\rho_{ab}$  оптимально отожженных образцов с  $x = 0,12; 0,15; 0,17$  в интервале 50–300 К хорошо описываются полиномом  $\rho_{ab}(T) = \rho_0 + AT + BT^2$ , где  $A = (0,7-2,1) \cdot 10^{-4}$  мОм·см/К, а  $B = (1-2,2) \cdot 10^{-6}$  мОм·см/К<sup>2</sup>. Наблюдаемая квадратичная температурная зависимость сопротивления может быть связана с электрон-электронным ( $e-e$ ) взаимодействием, которое сильно возрастает из-за двумерной природы СП купратов. Полученные результаты соответствуют ферми-жидкостному описанию нормального состояния допированных электронами оксидов меди [23], при этом линейное по  $T$  слагаемое соответствует вкладу электрон-фононного рассеяния [28].

На всех образцах с  $x = 0,12, x = 0,15, x = 0,17$  при  $T = 77$  К измерен коэффициент Холла и определены основные параметры образцов, которые сведены в таблицу, где значения  $\rho_{\min}$  приведены при температурах, соответствующих минимуму сопротивления для каждого образца. Из экспериментальных величин  $\rho_{\min}$  и коэффициента Холла  $R_H$  найдена проводимость одного слоя  $\text{CuO}_2$   $\sigma_s = (\rho_{ab}/c_0)^{-1}$ , а также объемная  $n = (eR_H)^{-1}$  и поверхностная ( $n_s = nc_0$ ) концентрации носителей тока ( $c_0 = 6 \text{Å}$ ). Используя выражение  $k_F l = (hc_0)/\rho_{ab} e^2$ , где  $k_F = (2\pi n_s)^{1/2}$  [26], найдена средняя длина свободного пробега электронов в образцах с разным содержанием кислорода.

Установлено, что у всех образцов коэффициент Холла имеет отрицательный знак. Из таблицы видно, что у образцов №2 и №3 ( $x = 0,12$ ) коэффициент Холла отличается вдвое, а сопротивление в пять раз. Это означает, что изменение содержания кислорода в этих образцах в результате различных режимов отжига приводит в основном к изменению примесного рассеяния, мало влияя на концентрацию носителей тока. В то же время для образца №1, отожженного в кислороде, коэффициент Холла резко отличается от других образцов этой серии, превышая их более чем в 10 раз. Это может быть связано с тем, что хаотический примесный потенциал, создаваемый избыточным кислородом в образце №1, настолько велик, что локализует носители тока.

В оптимально отожженном образце №3 с  $x = 0,17$  коэффициент Холла, оставаясь отрицательным, на порядок уменьшился по величине по сравнению с оптимально отожженным образцом №3 ( $x = 0,15$ ) и почти на два порядка по сравнению с образцом №3 ( $x = 0,12$ ). По-видимому, с увеличением содержания церия до  $x = 0,17$  дырки начинают играть в проводимости заметную роль, в значительной степени

Основные параметры исследованных образцов

Состав, $x$	№ обр.	$\rho_{ab} \cdot 10^3$ , Ом·см	$\sigma_s \cdot 10^4$ , Ом <sup>-1</sup>	$k_F l$	$R_H \cdot 10^4$ , см <sup>3</sup> /К	$n \cdot 10^{-21}$ , см <sup>-3</sup>	$n_s \cdot 10^{-14}$ , см <sup>-2</sup>	$k_F \cdot 10^{-7}$ , см <sup>-1</sup>	$l_{ab}$ , Å	$\mu$ , см <sup>2</sup> /В·с
0,12	1	1,4	0,4	1,1	-18	3,5	2,1	3,6	3,1	1,5
	2	0,2	3,0	7,8	-17	3,7	2,2	3,7	21	8,5
	3	0,12	6,0	15,6	-18	3,4	2,1	3,6	43	18,2
0,15	1	2,3	0,26	0,7	-63	1	0,6	1,9	3,5	2,7
	2	0,15	4,0	10,4	-5,7	11	6,6	6,4	16,2	3,6
	3	0,03	21,4	56	-2,9	22	13,2	9,15	61,5	10,2
0,17	1	48,0	0,01	0,03	—	—	—	—	—	—
	2	0,05	1,2	32	-1,55	—	—	—	—	—
	3	0,01	5,3	138	-0,37	—	—	—	—	—

Примечание: значения  $\rho_{ab}$  приведены при температурах, соответствующих  $\rho_{min}$  для каждого образца.

компенсируя вклад электронов. Ясно, что в этом случае определять концентрацию носителей тока, оставаясь в рамках модели с одним типом носителей, не имеет смысла.

Подобный результат о возрастающей роли дырок с ростом допирования  $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$  получен в работах [24,29]. Так, в работе [29], где исследована зависимость коэффициента Холла от концентрации Се в тонких пленках  $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ , авторы нашли, что коэффициент Холла при  $x = 0,15$  отрицателен, но с ростом содержания Се меняет знак и при  $x = 0,195$  становится положительным при всех температурах ниже 300 К. В работе [24] авторы привели результаты исследования сопротивления и эффекта Холла для четырех монокристаллов  $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$  с  $x = 0,15$  и показали, что для всех четырех кристаллов  $R_H > 0$  при  $T < 80$  К. Используя двухзонную модель, авторы объяснили основные особенности поведения сопротивления и коэффициента Холла и сделали предположение, что ответственными за СП переход в  $NdCeCuO$  могут быть дырки.

*Пленки с осью с, параллельной плоскости подложки*

Сопротивление пленок, выращенных вдоль с-оси ( $\rho_c$ ), также убывает с уменьшением содержания кислорода, но не на порядки, как  $\rho_{ab}$ , а всего лишь в несколько раз, и даже для оптимально отожженных образцов с  $x = 0,12$  и  $0,15$   $\rho_c$  не имеет металлического хода с температурой, т.е.  $d\rho_c/dT < 0$  (рис. 2). Это противоречит зонной теории [9], которая предсказывает металлический ход  $\rho_c(T)$  при любом уровне легирования. В перелегированных же образцах с  $x = 0,17$  вид зависимости  $\rho_c(T)$  такой же, как и

$\rho_{ab}(T)$ , т.е.  $d\rho_c/dT > 0$ , что можно связать с включением переноса заряда между плоскостями  $CuO_2$  и переходом от  $2D$  к  $3D$  типу проводимости по мере увеличения содержания легирующей примеси. Таким образом, передопированная система  $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$  становится анизотропным трехмерным металлом. Этот результат согласуется с полученным нами ранее на объемных монокристаллах [7], а также с результатом работы [30], где исследована система  $LaSrCuO$ .

Для оптимально отожженного и «as grown»-образцов с  $x = 0,15$  в интервале температур 100–300 К и для образца, отожженного в кислороде, в области 200–300 К сопротивление подчиняется закону  $\rho_c(T) \sim 1/T$ , что находится в согласии с теорией [10]. При более низких температурах сопротивление этих образцов изменяется степенным образом:

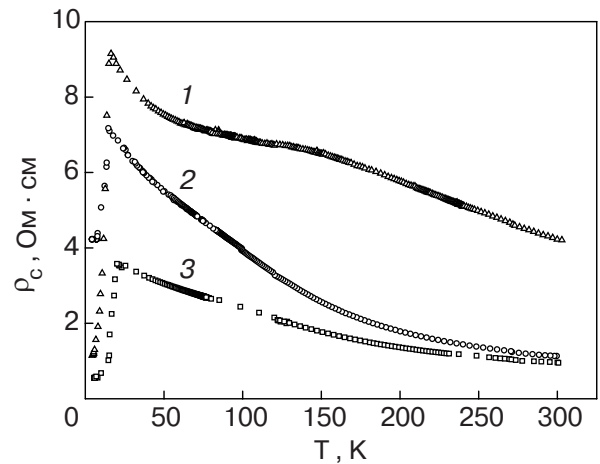


Рис. 2. Температурные зависимости сопротивления  $\rho_c$  образцов  $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$  ( $x = 0,15$ ), отожженных в разных условиях: кислороде (1), методом «as grown» (2), в вакууме (3).

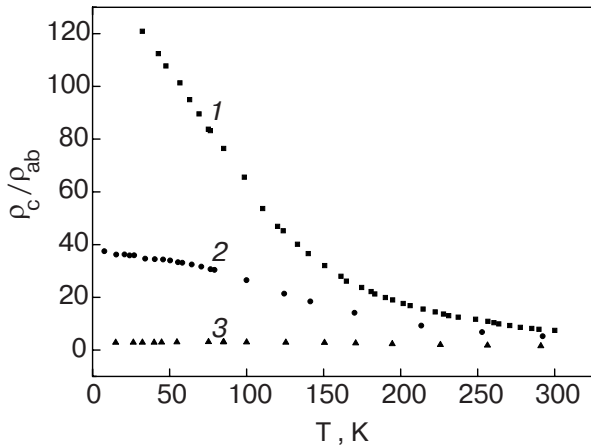


Рис. 3. Температурные зависимости коэффициента анизотропии сопротивления образцов  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  ( $x = 0,15$ ), отожженных в разных условиях: кислороде (1), методом «as grown» (2), в вакууме (3).

$\rho_c \sim T^{-0,2}$ . Подобные зависимости  $\rho_c(T)$  наблюдаются на образцах с  $x = 0,12$  и  $0,17$ .

На всех сериях образцов обнаружено, что отжиг в кислороде ведет к росту сопротивления, что обусловлено, по-видимому, появлением в решетке нестехиометрических ( $\delta > 0$ ) атомов кислорода и уменьшению коэффициента анизотропии (рис. 3). При температурах  $T < 50$  К увеличение содержания кислородных дефектов в образцах приводит к более резкому росту сопротивления  $\rho_c$  с температурой (рис. 2).

На зависимостях  $\rho_c(T)$  для отожженных в кислороде образцов СП переход проявляется лучше, чем на  $\rho_{ab}(T)$  (рис. 1, 2), но при этом является не полным ( $\rho \neq 0$ ). Такая особенность наблюдалась нами ранее в работе [7]. Это можно понять, если предположить, что в плоскостях  $\text{CuO}_2$  при понижении температуры появляются малые СП фрагменты, которые мало влияют на проводимость вдоль плоскостей, но при пропускании тока вдоль оси  $c$  по ним могут осуществляться СП «закоротки», которые будут частично шунтировать большое сопротивление  $\rho_c$ .

В оптимально отожженных образцах ( $\delta = 0$ ) коэффициент анизотропии растет с понижением температуры и у образца с  $x = 0,15$  достигает  $\rho_c/\rho_{ab} = 120$  при  $T = 22$  К (рис. 3), в то время как в образцах с избытком кислорода ( $\delta > 0$ )  $\rho_c/\rho_{ab} < 10$  и почти не зависит от температуры. Это значительно меньше, чем для объемных кристаллов, где коэффициент анизотропии в оптимально отожженных образцах достигает величины  $10^3-10^4$  [8,24,25]. Такое различие может быть связано с некоторой разориентацией (менее  $0,6^\circ$ ) между (110) подложкой  $\text{SrTiO}_3$  и плоскостью  $\text{CuO}_2$  в пленках II типа, так как в этом

случае имелась составляющая проводимости вдоль плоскости  $ab$ , которая во много раз больше, чем проводимость вдоль оси  $c$ . Тем не менее общий ход сопротивления с температурой  $\rho_c(T)$  в образцах с  $x \leq 0,15$  остается полупроводниковым, т.е. вклад  $\rho_c$  в общее сопротивление даже в этом случае является преобладающим.

Можно полагать, что отрицательный температурный коэффициент сопротивления  $d\rho_c/dT < 0$  является собственным свойством недолегированных и оптимально легированных ВТСП купратов.

Таким образом, выявлены следующие особенности поведения  $\rho_{ab}(T)$  и  $\rho_c(T)$ .

Для всех «as grown» и оптимально отожженных образцов  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  (для всех составов) характерно металлическое поведение  $\rho_{ab}(T)$  при  $T > 100$  К. Зависимости  $\rho_{ab}(T)$  отожженных в кислороде образцов с  $x = 0,12$  и  $x = 0,17$  во всем диапазоне температур, а у образца с  $x = 0,15$  при  $T < 120$  К имеют диэлектрический ход  $d\rho_{ab}/dT < 0$ .

Зависимости  $\rho_c(T)$ , полученные нами на пленках с осью  $c$ , лежащей в плоскости подложки, для оптимально отожженных образцов с  $x \leq 0,15$  имеют отрицательный температурный коэффициент сопротивления  $d\rho_c/dT < 0$ , а зависимости  $\rho_c(T)$  в перелегированных образцах с  $x = 0,17$  являются металлическими. Подобный результат был получен в работе [30], где исследовали кристаллы  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ .

Сопротивление  $\rho_{ab}$  гораздо более чувствительно к режиму отжига, чем  $\rho_c$ . Это различие особенно заметно при низких температурах:  $\rho_c$  изменяется в несколько раз, а  $\rho_{ab}$  — в десятки и даже сотни раз.

Коэффициент анизотропии достигает наибольших значений в оптимально отожженных пленках. Так, например, для образца с  $x = 0,15$  при низких температурах  $\rho_c/\rho_{ab} = 120$ . Для всех составов в оп-

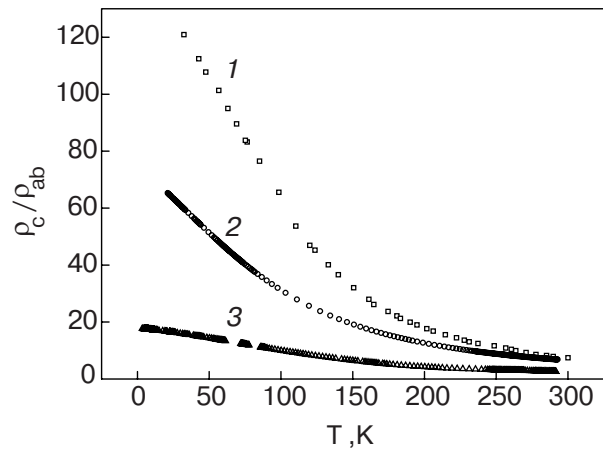


Рис. 4. Температурные зависимости коэффициента анизотропии сопротивления оптимально отожженных образцов  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  с различным составом  $x$ :  $0,12$  (1);  $0,15$  (2);  $0,17$  (3).

тимально отоженных образцах коэффициент анизотропии  $\rho_c/\rho_{ab}$  максимален при низких температурах и стремится к единице при увеличении температуры до 300 К (рис. 4).

Авторы благодарны Г.М. Минькову, Г.И. Харусу и Н.Г. Шелушиной за полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ-Урал, грант 04-02-96084, Госконтракта № 40.012.1.1.1146 (Договор 12/04) и РФФИ грант 02-02-16942.

1. S.J. Hagen, T.W. Jiang, Z.Z. Wang, J. Horvath, and N.P. Ong, *Phys. Rev.* **B37**, 7928 (1988).
2. S. Martin, A.T. Fiory, and R.M. Fleming, *Phys. Rev.* **B41**, 846 (1990).
3. А.И. Пономарев, А.Н. Игнатенков, Т.Б. Чарикова, А.О. Ташлыков, Л.Д. Сабирзянова, Н.Г. Шелушина, А.А. Иванов, *ФММ* **95**, 46 (2003).
4. S.J. Hagen, X.Q. Xu, W. Jiang, J.L. Peng, Z.Y. Li, and R.L. Green, *Phys. Rev.* **B45**, 515 (1992).
5. Y. Iye, T. Tamegai, T. Sakakibara, T. Goto, N. Miura, H. Takeya, and H. Takei, *Physica* **C153–155**, 26 (1988).
6. O. Beom-hoan and J.T. Market, *Phys. Rev.* **B47**, 8373 (1993).
7. Т.Б. Чарикова, А.И. Пономарев, А.Н. Игнатенков, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушина, Г.А. Емельченко, А.А. Жохов, *ФММ* **91**, 46 (2001).
8. T. Ito, Y. Nakamura, H. Takagi, and S. Uchida, *Physica* **C185–189**, 1267 (1991); T. Ito, Y. Nakamura, S. Ishibashi, *Nature* **350**, 596 (1991).
9. W.E. Pickett, *Rev. Mod. Phys.* **B38**, 433 (1989).
10. P.W. Anderson and Z. Zou, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 132 (1988); P.W. Anderson, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3844 (1991).
11. D.S. Marshall, D.S. Dessau, A.G. Loeser, C-H. Park, and A.Y. Matsuura, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4841 (1996).
12. E.J. Singley, D.N. Basov, K. Kurahashi, T. Uefuji, and K. Yamada, *Phys. Rev.* **B64**, 224503–1 (2001).
13. P. Prelovsek, A. Ramsak, and I. Sega, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3745 (1998).
14. A.S. Alexandrov, V.V. Kabanov, and N.F. Mott, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4796 (1996).
15. Y. Ando, G.S. Boebinger, A. Passner, T. Kimura, and K. Kishio, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4662 (1995).
16. A.G. Rojo and K. Levin, *Phys. Rev.* **B48**, 16861 (1993).
17. G.A. Levin and C.C. Almasan, *cond-mat/9907306*, v.1.
18. N.T. Hussey, M. Abdel-Jawad, and A. Carrington, *Nature* **425**, 814 (2003).
19. V.V. Караев and Yu.V. Кораев, *XXI Symposium on Low Temperature Physics*, Moscow (1998).
20. А.И. Пономарев, А.Н. Игнатенков, Л.Д. Сабирзянова, Г.И. Харус, and Н.Г. Шелушина, *Proc. Int. Conf. on the Phys. of Semicond. (CD-ROM, Sec.5 A, N36)*, Jerusalem (1998).
21. G.I. Harus, A.N. Ignatenkov, A.I. Ponomarev, L.D. Sabirzyanova, and N.G. Shelushinina, *JETP Lett.* **70**, 97 (1999).
22. M. Giura, R. Fastampa, S. Sarti, and E. Silva, *Phys. Rev.* **B68**, 134505 (2003).
23. М.В. Садовский, *Сверхпроводимость: физика, химия, техника* **8**, 337 (1995).
24. Z.Z. Wang, T.R. Chien, N.P. Ong, N.P. Ong, J.M. Taraskon, E. Wang, *Phys. Rev.* **B43**, 3020 (1991).
25. А.И. Пономарев, В.И. Тсидилковский, К.Р. Крылов, and Т.Б. Чарикова, *J. Supercond.* **9**, 27 (1996).
26. P.A. Lee and T.V. Ramakrishnan, *Rev. Mod. Phys.* **57**, 287 (1985).
27. G.I. Harus, A.I. Ponomarev, T.B. Charikova, A.N. Ignatenkov, L.D. Sabirzyanova, N.G. Shelushinina, V.F. Elesin, A.A. Ivanov, and I.A. Rudnev, *Physica* **C383**, 207 (2002).
28. X.Q. Xu, S.N. Mao, Wu Jiang, J.L. Peng, and R.L. Greene, *Phys. Rev.* **B53**, 871 (1996).
29. S. Kubo and M. Suzuki, *Physica* **C185–189**, 1251 (1991).
30. Y. Nakamura and S. Uchida, *Phys. Rev.* **B47**, 8369 (1993).

On the nature of resistivity anisotropy in single crystals  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  with different cerium and oxygen content

A.I. Ponomarev, T.B. Charikova, A.N. Ignatenkov, A.O. Tashlykov, and A.A. Ivanov

The experimental results on temperature dependence of resistivity and anisotropy coefficient of resistivity in the normal phase of single crystal films of  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  with various degree of cerium doping  $x$  and different oxygen content  $\delta$  are reported. Two sets of films of the same content  $x$  grown with the  $c$  axis of the crystal aligned normal and parallel to the substrate surface are studied. The parameters of 18 samples determined from the analysis of conductivity and Hall coefficient are given.