

## РАЗРУШЕНИЕ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ В МОНОКРИСТАЛЛЕ $Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$ : 2D-ХАРАКТЕР ПЕРЕХОДА

*А.И.Пономарев, К.Р.Крылов, Г.И.Харус, Т.Б.Чарикова,  
Н.Г.Шелушина, Л.И.Леонюк\**

*Институт физики металлов Уральского отделения  
620219 Екатеринбург, Россия<sup>1)</sup>*

*\*Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова  
119899 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 7 марта 1995 г.

После переработки 15 августа 1995 г.

При исследовании влияния магнитного поля ( $B||c$ ) на поведение сопротивления монокристалла  $Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$  ( $T_c = 14$ К) обнаружено, что переход в нормальную фазу можно интерпретировать на основе теории динамического скейлинга для проводимости неупорядоченных двумерных (2D) систем. Температурная зависимость сопротивления в нормальной фазе при  $T \leq 10$ К  $R \sim \ln T$  соответствует режиму слабой локализации в 2D системе.

В данной работе мы сообщаем о результатах исследования сопротивления объемного монокристалла  $Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$  в отсутствие магнитного поля в интервале температур  $T_c \leq T \leq 300$ К и в магнитном поле  $0 < B \leq 10$ Тл в интервале температур  $1.3$ К  $\leq T \leq 25$ К. Исследуемый монокристалл имел размеры  $2.5 \times 1.7 \times 0.05$ мм. Рентгенографическое исследование структурного состояния показало, что исследуемый образец является хорошим монокристаллом. Об этом свидетельствует характер дифракционной картины на эпиграммах: система интерференционных максимумов принадлежит одной кристаллографической ориентировке, и отсутствуют дебаевские кольца на рентгенограммах. Температура сверхпроводящего (СП) перехода монокристалла  $T_c = 14$ К, ширина полного перехода  $\Delta T \approx 2$ К. Измерения анизотропии электросопротивления были выполнены модифицированным методом Монтгомери [1]. Температура контролировалась с помощью германиевого термодатчика и медь-константановой термодпары. Величина сопротивления образца при  $T = 300$ К составляет  $\rho_{ab} = 0.165$ мОм·см,  $\rho_c = 2.3$ Ом·см. Коэффициент анизотропии  $\rho_c/\rho_{ab} = 1.4 \cdot 10^4$  при  $T = 300$ К, что меньше, чем для лучших кристаллов  $BiSrCaCuO$  ( $10^5$ ), но существенно больше, чем для  $YBaCuO$  ( $10^2$ ). О такой же величине  $\rho_c/\rho_{ab} \approx 10^4$  в монокристаллах  $NdCeCuO$  сообщалось в работе [2]. Подробное обсуждение анизотропии сопротивления и термоэдс, а также их температурных зависимостей приведено в нашей статье [3].

На рис.1 представлены температурные зависимости сопротивления монокристалла  $Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$  в различных магнитных полях ( $B || c$ ) в интервале температур  $1.3$ К  $< T < 25$ К. В полях  $B < 3$ Тл СП переход сдвигается параллельно самому себе в область более низких температур (рис.1а). В поле  $B = 4.5$ Тл СП переход начинает уширяться. Далее с ростом поля на участке перехода наблюдается уменьшение положительного температурного коэффициента  $dR/dT$  изомагнитных кривых (рис.1б), и в поле  $B = 5.5$ Тл наблюдается

<sup>1)</sup> e-mail: semicond@ifm.e-burg.su

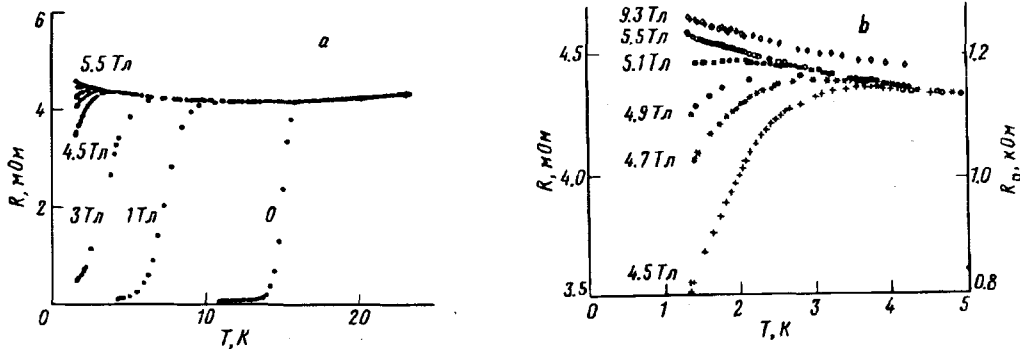


Рис.1. Температурная зависимость сопротивления ( $j \parallel ab$ ) в постоянном магнитном поле ( $B \parallel c$ ) для образца  $Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$  ( $R_{\square}$  – поверхностное сопротивление слоя  $CuO_2$ ). Кривая  $R(T)$  при 9.3Тл для ясности приподнята на 0.05 мОм

уже рост сопротивления с уменьшением температуры ( $dR/dT < 0$ ). Зависимость  $R(T)$  в поле  $B = 5.5$  Тл при  $T \leq 10$  К достаточно хорошо описывается зависимостью  $R(T) = -R_0 \ln T/T_0$  (рис.2). Дальнейшее увеличение магнитного поля до  $B \approx 10$  Тл не приводит к изменению температурной зависимости сопротивления.

Известно, что  $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4-\delta}$  занимает особое место среди оксидных СП с перовскитной структурой. Обычные оксидные высокотемпературные СП имеют слои  $CuO_2$  с пирамидами или октаэдрами, в то время как система  $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4-\delta}$  состоит из слоев  $CuO_2$  без вершинных (апексных) атомов кислорода, то есть слои  $CuO_2$  образуют идеальные двумерные плоскости. Таким образом, монокристаллы  $Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-\delta}$  в некотором смысле можно считать аналогом двумерной (2D) системы (набор 2D проводящих плоскостей). Несомненно, что именно с этим связана наблюдаемая анизотропия сопротивления  $\rho_c/\rho_{ab} \approx 10^4$ . При отклонении от оптимального легирования системы  $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4-\delta}$  ( $x = 0.15; \delta = 0.04$ ) возникает естественный беспорядок в распределении как катионов церия, так и анионов кислорода. Этот беспорядок можно описать случайным примесным потенциалом. Естественно поэтому при анализе полученных зависимостей  $R(B, T)$  использовать представления теории скейлинга для проводимости разупорядоченных 2D-систем [4].

Рассмотрим фазовый переход под действием магнитного поля (при неизменном беспорядке) в рамках теории критических явлений. Пусть  $B_c$  есть критическое магнитное поле перехода. Тогда в магнитных полях  $B$ , близких к  $B_c$ , характеристическая длина системы  $\xi$  (длина когерентности волновых функций куперовских пар) обращается в бесконечность по степенному закону:

$$\xi \sim |B - B_c|^{-\nu}, \quad (1)$$

где  $\nu > 0$  – статический критический индекс. В то же время, характеристическая частота системы  $\Omega$  вблизи перехода связана с  $\xi$  соотношением

$$\Omega \sim \xi^{-z}, \quad (2)$$

где  $z$  – динамический критический индекс. В случае СП системы роль характеристической частоты играет величина  $\Omega = \Delta_c/\hbar$ , где  $\Delta_c$  – СП щель.

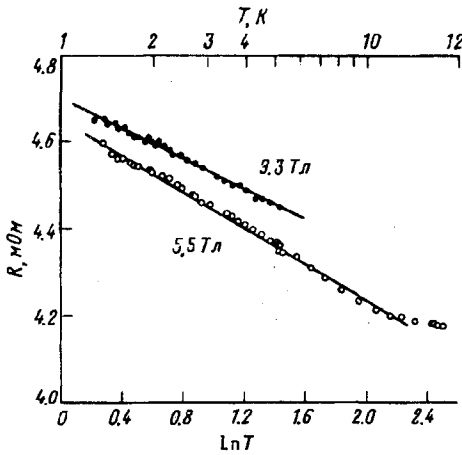


Рис.2. Зависимость сопротивления образца от логарифма температуры в различных магнитных полях. Кривая  $R(\ln T)$  при 9.3 Тл приподнята на 0.05 мОм

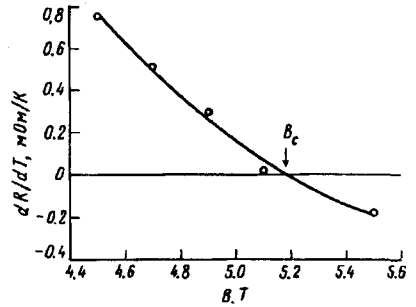


Рис.3. Зависимость производной  $dR/dT$  от магнитного поля при температуре  $T = 1.3$  К

Из (1) и (2) следует, что при  $B \rightarrow B_c$  величина СП щели стремится к нулю следующим образом:

$$\Delta_c \sim \xi^{-z} \sim |B - B_c|^{z\nu}. \quad (3)$$

Для 2D-системы поверхностное сопротивление  $R_\square$  является масштабно-инвариантной величиной. Это значит, что величина  $R_\square$  вблизи перехода может зависеть от температуры только через отношение  $k_B T / \Delta_c$ . Используя соотношение (3), можно получить, что при  $B \rightarrow B_c$

$$R_\square = R_\square^c f(a(B - B_c)/T^{1/z\nu}), \quad (4)$$

где  $f$  – безразмерная аналитическая функция (функция скейлинга),  $a$  – константа. Из уравнения (4) имеем

$$(dR_\square/dB)|_{B=B_c} = R_\square^c f'(0) a T^{-1/z\nu}, \quad (5)$$

где  $f'(0) = (df/dB)|_{B=B_c}$ . Теория скейлинга для 2D систем предсказывает значения критических индексов  $z = 1$  и  $\nu \geq 2/d = 1$  ( $d$  – размерность системы).

Определяя критическое поле перехода  $B_c$  как поле, в котором происходит смена знака температурного коэффициента сопротивления  $(dR/dT)|_{B=B_c} = 0$ , мы получили для исследованного образца  $B_c = (5.20 \pm 0.05)$  Тл при минимальной температуре эксперимента  $T = 1.3$  К (рис.3). Используя для поля  $B_c$ , разрушающего сверхпроводимость в двумерной системе, соотношение, аналогичное соотношению Гинзбурга–Ландау для второго критического поля:

$$B_c \xi_0^2 = \Phi_0 / 2\pi, \quad (6)$$

где  $\xi_0$  – длина когерентности в плоскости  $ab$  при  $B = 0$ ,  $\Phi_0 = ch/2e$  – квант магнитного потока, можно оценить величину  $\xi_0$ . Для исследованного нами кристалла с  $B_c = 5.2$  Тл длина когерентности в плоскости  $CuO_2$  составляет  $\approx 80$  Å.

Поверхностное сопротивление  $R_{\square}$  слоя  $\text{CuO}_2$  определяется соотношением  $R_{\square} = RS/(ld)$ , где  $S$  – сечение образца,  $l$  – расстояние между контактами,  $d = 6.03\text{\AA}$  – расстояние между слоями  $\text{CuO}_2$  в монокристалле  $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_{4-\delta}$ . Критическая величина поверхностного сопротивления, соответствующая значению сопротивления  $R_{\square}$  при  $B = B_c$ , оказалась равной  $R_{\square}^c = 1.2\text{ кОм}$ .

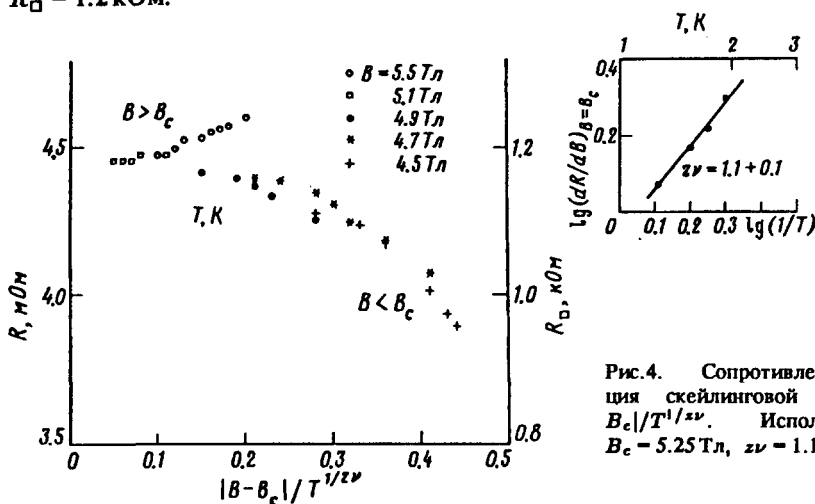


Рис.4. Сопротивление  $R$  как функция скейлинговой переменной  $|B - B_c|/T^{1/z\nu}$ . Используются величины  $B_c = 5.25\text{ Tл}$ ,  $z\nu = 1.1$

На вставке рис.4 представлена зависимость  $\lg(dR/dB)|_{B=B_c}$  от  $\lg(1/T)$ . Видно, что в интервале температур  $1.3\text{ K} < T < 3\text{ K}$  и в рассмотренном интервале магнитных полей точки ложатся на прямую линию в соответствии с выражением (5). Из наклона зависимости  $\lg(dR/dB)|_{B=B_c}$  от  $\lg(1/T)$ , согласно (5), мы определили произведение динамического и статического критических индексов  $z\nu = 1.1 \pm 0.1$ . Зная  $B_c$  и произведение  $z\nu$ , можно непосредственно проверить скейлинговое соотношение (4). На рис.4 зависимость  $R(B, T)$  для исследованного образца представлена как функция параметра  $|B - B_c|/T^{1/z\nu}$ . Видно, что экспериментальные данные достаточно хорошо укладываются на две универсальные скейлинговые кривые для  $B < B_c$  и  $B > B_c$ .

Итак, анализ показывает, что в критическом поле  $B_c$  мы имеем дело с непрерывным фазовым переходом, описываемым соотношением скейлинга, однако вопрос о микроскопической природе этого перехода остается открытым. Рассматривая квантовые флуктуации фазы параметра порядка в неупорядоченной 2D-системе, Фишер [4] показал, что при  $T = 0$  может существовать переход сверхпроводник – диэлектрик, индуцированный магнитным полем. Согласно [4], переход происходит из фазы вихревого стекла с локализованными абрикосовскими вихрями и делокализованными парами (сверхпроводник) в фазу электронного стекла с делокализованными вихрями и куперовскими парами, локализованными на флуктуациях случайного потенциала (диэлектрик). В самой точке перехода при  $B = B_c$  как вихри, так и пары делокализованы, что соответствует бозе-металлу с универсальным значением критического сопротивления  $R_{\square}^c$ , близким к величине кванта сопротивления для куперовской пары  $h/(2e)^2 = 6.45\text{ кОм}$ . Переход сверхпроводник – диэлектрик, наблюдавшийся в пленках  $\alpha\text{-InO}_x$  ( $R_{\square}^c = 4.45\text{ кОм}$ ) [5] и в пленках  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$  ( $R_{\square}^c = 8.50\text{ кОм}$ ) [6], интерпретировался авторами на основе этих представлений.

Исследуя действие магнитного поля на СП переход в пленках  $\alpha$ -MoGe, авторы [7] обратили внимание на неуниверсальность значения  $R_{\square}^c$  для исследованных образцов. Полученные ими значения  $R_{\square}^c$  существенно (в  $3 \div 10$  раз) меньше величины  $h/4e^2$ , а независимо определенные значения второго критического поля  $B_{c2}$  близки к критическому полю фазового перехода  $B_c$ . Авторы объясняют малые значения  $R_{\square}^c$  в их образцах вкладом в проводимость неспаренных электронов, существенным при  $T \neq 0$  в полях  $B$ , близких к  $B_{c2}$ , сохраняя тем не менее представления Фишера [4] о переходе сверхпроводника при  $B = B_c$  в диэлектрическую фазу с локализованными куперовскими парами.

Полученное нами значение  $R_{\square}^c = 1.2 \text{ кОм}$  также существенно (в 5 раз) меньше значения, предсказываемого теорией Фишера. Определение второго критического поля (для  $B \parallel c$ ) путем экстраполяции значений  $T_c \rightarrow 0$  для  $R = 0.5R_n$  ( $R_n$  – сопротивление в нормальной фазе) дает  $B_{c2} = (5.5 \pm 0.5) \text{ Тл}$ , а для  $R = 0.9R_n$  –  $B_{c2} = (6.7 \pm 0.5) \text{ Тл}$ . Таким образом, в исследованном нами образце  $B_c \approx B_{c2}$ , и можно полагать, что наблюдаемый фазовый переход соответствует обычному разрушению сверхпроводимости магнитным полем. Отрицательный знак производной  $dR/dT$  в нормальной фазе объясняется эффектами локализации в проводимости неспаренных электронов. Таким же образом интерпретировали данные по зависимости  $R(B, T)$  в монокристаллах  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$  авторы работы [8].

Наблюдаемая нами при  $B > B_c$  логарифмическая зависимость сопротивления от температуры при  $T \leq 10 \text{ К}$  (рис.2) соответствует представлению о 2D-характере проводимости со слабой локализацией носителей. Действительно, логарифмическая поправка составляет  $\approx 10\%$  при  $T = 1.3 \text{ К}$  по отношению к значению сопротивления при  $T = 10 \text{ К}$ . В то же время, если воспользоваться выражением для проводимости 2D-системы в режиме длины свободного пробега  $l$  ( $\hbar k_F$  – импульс Ферми) [9]:

$$\sigma_{\square} = (e^2/h)k_F l, \quad (7)$$

то, принимая  $\sigma_{\square}^{-1} = R_{\square} \approx 1.2 \text{ кОм}$  при  $B = B_c$  и  $T = 10 \text{ К}$ , получим оценку  $k_F l \approx 20$ . Даже при столь больших значениях параметра  $k_F l$  в 2D-системе оказывается возможным выделить квантовые поправки к металлической проводимости за счет интерференционных процессов и вклада электрон-электронного взаимодействия. В полях  $B > B_c$  последняя, по-видимому, преобладает, так как величина логарифмического члена в  $R(T)$  почти не зависит от магнитного поля вплоть до  $B \approx 10 \text{ Тл}$  (см. рис.2).

Найденное нами значение произведения критических индексов  $z\nu = 1.1 \pm 0.1$  близко к теоретической оценке для 2D-систем в рамках теории скейлинга:  $z = 1$ ,  $\nu \geq 1$  (см., например, [10]). Этот результат находится также в хорошем согласии с результатами всех приведенных выше экспериментальных работ ( $\nu = 1.26$  и  $1.31$ ,  $z = 0.98 \pm 0.04$  [7];  $z\nu = 1.2 \pm 0.1$  [8];  $\nu = 1.3 \pm 0.1$ ,  $z = 1.0 \pm 0.1$  [9]). Значение критического индекса длины когерентности  $\nu$  не соответствует теории среднего поля Гинзбурга–Ландау, где  $\nu = 1/2$  независимо от размерности системы [10]. Полученное нами значение  $\nu$  позволяет сделать вывод, во-первых, о 2D-характере наблюдаемого нами фазового перехода, а во-вторых, о существенной роли длинноволновых флуктуаций, определяющих скейлинговые зависимости (4), (5) вблизи критического поля в 2D-системе. Как известно, в 3D-системах флуктуационная область вблизи СП перехода очень узка и экспериментально не наблюдаема (см., например, [10]).

Таким образом, исследованный нами монокристалл  $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_{4-\delta}$  после разрушения сверхпроводимости магнитным полем демонстрирует в нормальной фазе при  $T \leq 10\text{ K}$  свойства, характерные для слабо локализованных электронов в 2D-системах. Эти свойства, как и сильная анизотропия сопротивления при  $T > T_c$ , являются следствием ярко выраженной слоистой структуры кристаллической решетки  $\text{NdCeCuO}$ .

В заключение мы благодарим В.А.Сазонову за выполненные рентгенографические исследования.

Работа выполнена в рамках Госпрограммы "Высокотемпературная сверхпроводимость" за счет средств проекта 93028 "Кинооптика".

- 
1. Л.И.Буравов, ЖТФ **59**, 138 (1989).
  2. Z.Z.Wang, T.R.Chien, N.P.Ong et al., Phys. Rev. **B43**, 3020 (1991).
  3. A.I.Ponomarev, V.I.Tsidilkovski, K.R.Krylov et al., Journal of Superconductivity, accepted for publication.
  4. M.P.A.Fisher, Phys. Rev. Lett. **65**, 923 (1990).
  5. A.F.Hebard and M.A.Paalanen, Phys. Rev. Lett. **65**, 927 (1990).
  6. S.Tanda, S.Ohzeki, and T.Nakajama, Phys. Rev. Lett. **69**, 530 (1992).
  7. A.Yazdani and A.Kapitulnik, Phys. Rev. Lett. **74**, 3037 (1995).
  8. Y.Hidaka, Y.Tajima, K.Sugiyama et al., J. Phys. Soc. Japan **60**, 1185 (1991).
  9. P.A.Lee and T.V.Ramakrishnan, Rev. Mod. Phys. **57**, 287 (1985).
  10. А.А.Абрикосов, *Основы теории металлов*, М.: Наука, 1987.