

Поперечное электрическое сопротивление монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при различных значениях кислородного дефицита

Г.Я. Хаджай, Р.В. Вовк, З.Ф. Назыров

Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61022, Украина
E-mail: Ruslan.V.Vovk@univer.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 11 февраля 2015 г., после переработки 3 июня 2015 г., опубликована онлайн 25 сентября 2015 г.

Исследовано сопротивление монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ поперек слоев в интервале температур T_c –300 К и значений δ , обеспечивающих изменение T_c от 93 до 33 К. Температурная зависимость сопротивления адекватно описывается эмпирическим соотношением, включающим «полупроводниковый» ход и флуктуационную проводимость в 3D-модели Асламазова–Ларкина вблизи T_c . При высоких T_c носители заряда рассеиваются преимущественно на фононах. При низких T_c преобладает рассеяние на дефектах, длина когерентности $\xi_{ab}(0)$ и константа электрон-фононного взаимодействия λ достигают величин, характерных для обычных (низкотемпературных) сверхпроводников с сильной связью. Неоднородность образцов вызывает анизотропию T_c и прыжковую проводимость с переменной длиной прыжка между разными фазами.

Досліджено опір монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ впоперек шарів в інтервалі температур T_c –300 К і значень δ , що забезпечують зміну T_c від 93 до 33 К. Температурна залежність опору поблизу T_c адекватно описується емпіричним співвідношенням, що включає «напівпровідниковий» хід та флуктуаційну провідність в 3D-моделі Асламазова–Ларкіна. При високих T_c носії заряду розсіюються переважно на фононах. При низьких T_c переважає розсіяння на дефектах, довжина когерентності $\xi_{ab}(0)$ та константа електрон-фононної взаємодії λ досягають величин, характерних для звичайних (низькотемпературних) надпровідників з сильним зв'язком. Неоднорідність зразків викликає анізотропію T_c та стрибкову провідність із змінною довжиною стрибка між різними фазами.

PACS: 74.72.–h Купратные сверхпроводники.

Ключевые слова: монокристаллы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, поперечное сопротивление, длина когерентности, 3D-модель Асламазова–Ларкина, рассеяние электронов.

Введение

Электропроводность высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), в частности монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, в нормальном (несверхпроводящем) состоянии испытывает влияние псевдощелевой [1,2] и флуктуационной [3–5] аномалий, поэтому может служить ключом к разгадке микроскопического механизма высокотемпературной сверхпроводимости.

Трудности в установлении этого механизма обусловлены рядом обстоятельств, к числу которых можно отнести достаточную сложность кристаллической структуры [6], весьма нетривиальную морфологию дефектного ансамбля [7–8], присутствие в системе лабильной компоненты, в свою очередь способствующей возникновению разного рода релаксационных процес-

сов и формированию кластерных включений, процессов восходящей диффузии и др. [9–12].

С учетом сказанного выше чрезвычайно актуальным представляется проведение исследований на монокристаллических образцах с заданной топологией дефектной структуры, что позволяет разделять вклады различных дефектов в разного рода физические процессы, в том числе электротранспортные.

Проведение измерений поперек проводящих слоев позволяет минимизировать рассеяние носителей заряда на границах двойников (ДГ). Последние, как известно [8,13,14], возникают в ВТСП в результате сегнетоэластического тетра–орто перехода в процессе насыщения образцов кислородом. ДГ располагаются в кристалле поперек проводящих Cu-O плоскостей (вдоль оси c)

[8,13], что способствует перколяции носителей заряда при измерении поперечного электротранспорта. Это в свою очередь позволяет проанализировать механизмы рассеяния в наиболее «чистом» виде.

В работах [15–18] нами показано, что температурная зависимость электрического сопротивления, как в плоскости слоев, так и вдоль оси c , монокристаллов $Y_{1-y}Pr_yBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в интервале T_c –300 К — результат рассеяния электронов фононами и дефектами, флуктуационной проводимости, а также перехода к «полупроводниковому» типу сопротивления при увеличении содержания празеодима y . Этот переход связан с переходом от режима, где сопротивление изменяется вследствие изменения средней длины свободного пробега, к режиму, где изменение сопротивления обусловлено изменением электронной структуры материала.

Ясно, что при таком сложном поведении следует анализировать в первую очередь анизотропию механизмов проводимости и рассеяния носителей заряда. Именно такая анизотропия и приводит к анизотропии общего сопротивления, что и было показано в [17,18] для $Y_{1-y}Pr_yBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.

В [19] было показано, что все указанные механизмы проводимости и рассеяния носителей заряда определяют также и сопротивление монокристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в плоскости слоев при изменении δ . В настоящей работе мы проанализировали сопротивление этих же монокристаллов перпендикулярно слоям и, используя результаты [19], определили анизотропию механизмов проводимости и рассеяния носителей заряда для $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.

1. Эксперимент

Приготовление образцов описано в [19]. Монокристаллы $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ выращены раствор-расплавным методом в золотом тигле при температурах 850–970 °С. Для получения образцов с оптимальным содержанием кислорода кристаллы отжигали в течение 5 суток в потоке кислорода при температуре 400 °С. Для уменьшения содержания кислорода образцы отжигали в течение 3–5 суток в потоке кислорода при более высоких температурах. Типичные размеры монокристаллов $2 \times 0,3 \times 0,02$ мм, наименьшие размеры кристаллов соответствовали направлению c -оси. Электрическое сопротивление измеряли на постоянном токе в восьмиконтактной геометрии, воспроизводящей метод Монтгомери [15,20].

2. Результаты и их обсуждение

2.1. Температурная зависимость поперечного сопротивления

Исследовано сопротивление вдоль оси c в интервале температур T_c –300 К семи монокристаллических об-

разцов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с различными значениями δ ($0,02 < \delta < 0,57$ [21]), обеспечивающими изменение T_c от 93 до 33 К. В [19] сопротивление этих же семи образцов изучено в плоскости ab в том же интервале температур. Поскольку температурные зависимости сопротивления $\rho(T)$ для всех образцов качественно подобны, на рис. 1 приведены $\rho(T)$ только части образцов.

Анализ экспериментальных зависимостей $\rho(T)$ показал, что эти зависимости могут быть аппроксимированы эмпирическим соотношением, описывающим «полупроводниковый» ход сопротивления и возникновение флуктуационной проводимости при приближении к T_c [19,22]:

$$\sigma_c(T) = \rho_n^{-1} + \Delta\sigma_c^{AL};$$

$$\rho_n = \frac{\rho_0(1+BT^2)}{1-n[1-\exp(-(\Delta E/kT)^m)]}. \quad (1)$$

Постоянный вклад в сопротивление $\rho_0 = \text{const}$ мы связываем с дефектами; n — доля «полупроводниковой» фазы; наличие показателя m обусловлено тем обстоятельством, что в [23] для этой системы была обнаружена проводимость с переменной длиной прыжка — закон «1/2»; ΔE — энергия активации. При $n = 1$ — только «полупроводниковая» фаза [24,25]:

$$\rho_n = \rho_0(1+BT^2)\exp((\Delta E/kT)^m) = 1/\sigma = 1/en_0\mu;$$

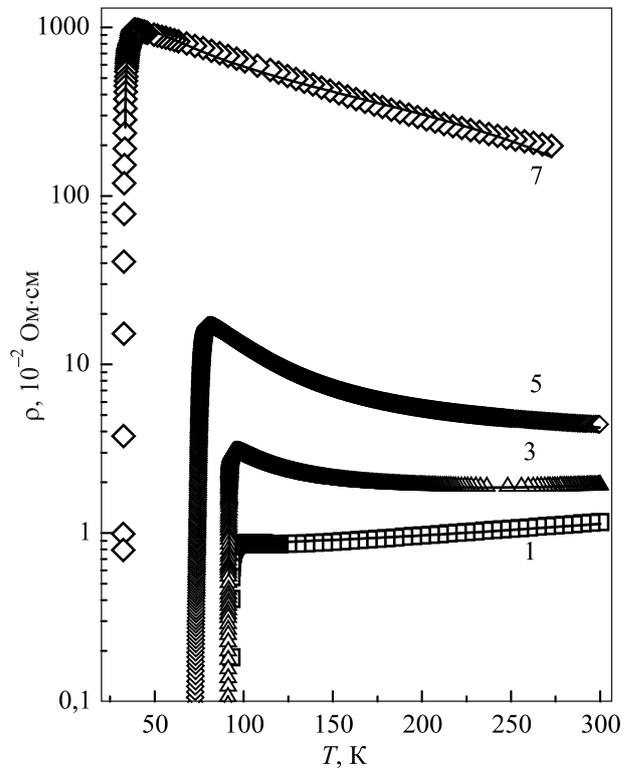


Рис. 1. Поперечное сопротивление монокристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Точки — эксперимент; линии — подгонка в соответствии с (1), (2). Нумерация образцов соответствует табл. 1.

Таблица 1. Подгоночные параметры сопротивления монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ поперек слоев в соответствии с (1), (2)

Параметр	1	2	3	4	5	6	7
T_c , К	93,07	93,30	91,80	80,32	75,77	54,01	33,40
ρ_0 , 10^{-3} Ом·см	8,36	8,31	8,585	20,40	24,9	89,9	2175
n	0	0,876	1	1	1	1	1
Δ/k , К	—	63,25	116,4	158,3	163,5	204	114
m	—	0,99	1	1	1	0,593	0,652
B , 10^{-6} К $^{-2}$	3,95	4,72	5,8	0,20	-0,20	-4,0	-7,45
$\xi_{ab}(0)$, Å	56	60	81	108	109	125	477
ΔT_{fluct} , К	0,99	0,80	0,83	1,38	2,31	20,7	15,93
Погрешность, %	0,71	1,03	1,07	1,79	1,86	3,55	3,76

n_0 — концентрация электронов проводимости, $\mu = [\rho_0(1 + BT^2)]^{-1}$ — подвижность.

Для флуктуационной проводимости использована 3D-модель Асламазова–Ларкина [26]:

$$\Delta\sigma_c^{AL} = \frac{se^2}{32\hbar\xi_{ab}^2(0)\sqrt{2\varepsilon_0}\text{sh}(2\varepsilon/\varepsilon_0)}. \quad (2)$$

Гиперболический синус в (2) введен для ограничения области влияния флуктуационной проводимости [27]; $\varepsilon = \ln(T/T_c)$ — приведенная температура; T_c — критическая температура ($T > T_c$); $\xi_{xy}(0)$ — длина когерентности в ab -плоскости при $T \rightarrow 0$; s — межплоскостное расстояние ($s = 11,7$ Å [28]), $\varepsilon_0 = \ln(T_{\text{fluct}}/T_c)$, T_{fluct} — характеристическая температура, которая определяет появление сверхпроводящих флуктуаций.

Отметим, что, согласно [29], возникновение флуктуационных куперовских пар выше T_c вызывает уменьшение плотности одноэлектронных состояний на уровне Ферми, т.е. возникновение псевдощели при $T \approx T_{\text{fluct}}$. Однако учесть соответствующее изменение нормального сопротивления трудно, так как параллельно действует гораздо более сингулярная флуктуационная проводимость, которая и определяет $\rho(T)$ вблизи T_c .

В табл. 1 приведены значения параметров, которые обеспечивают минимальную погрешность подгонки.

Сравнение с [19] показывает, что сопротивление в плоскости ab ограничено в первую очередь рассеянием носителей заряда на фонах и дефектах решетки, в то время как вдоль оси c наблюдается только «полупроводниковая» температурная зависимость сопротивления.

2.2. Сверхпроводящий переход

Температуру сверхпроводящего перехода T_c определяли по положению максимума температурной производной электрического сопротивления. На рис. 2 показаны температурные зависимости производных $d\rho/dT$ вдоль оси c в области сверхпроводящего перехода, соответствующие рис. 1.

Видно, что по мере роста кислородного дефицита δ максимумы $d\rho/dT$ вдоль оси c смещаются в область низких температур и расширяются. Максимумы 6 и 7 расщепляются, что свидетельствует о распаде образца на две сверхпроводящие фазы при соответствующих величинах δ ($T_c < 60$ К).

В плоскости слоев [19] только образец № 1 достаточно однородный, а все другие, начиная с $\delta \approx 0,06$, демонстрируют наличие по крайней мере двух сверхпроводящих фаз. Для многофазных образцов T_c определяли по положению большего максимума температурной производной.

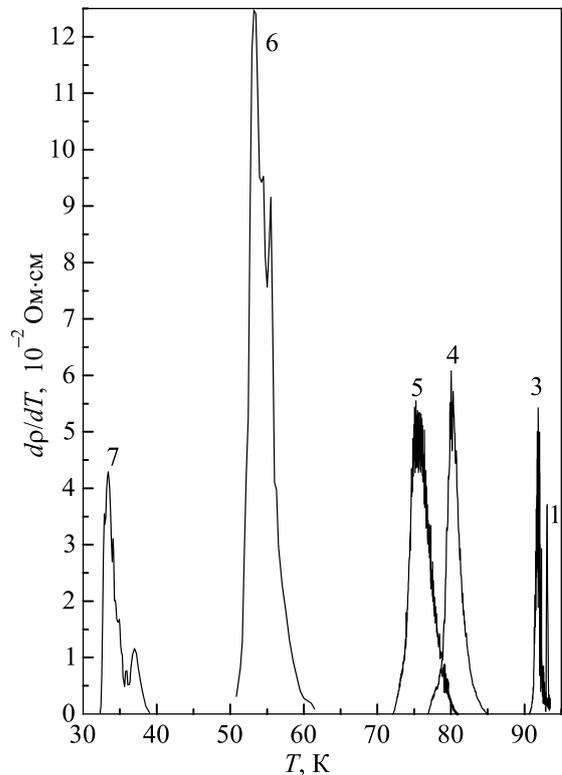


Рис. 2. Производные $d\rho/dT$ вдоль оси c в области сверхпроводящего перехода. Нумерация кривых соответствует рис. 1 и табл. 1. Кривая 2 не показана для простоты.

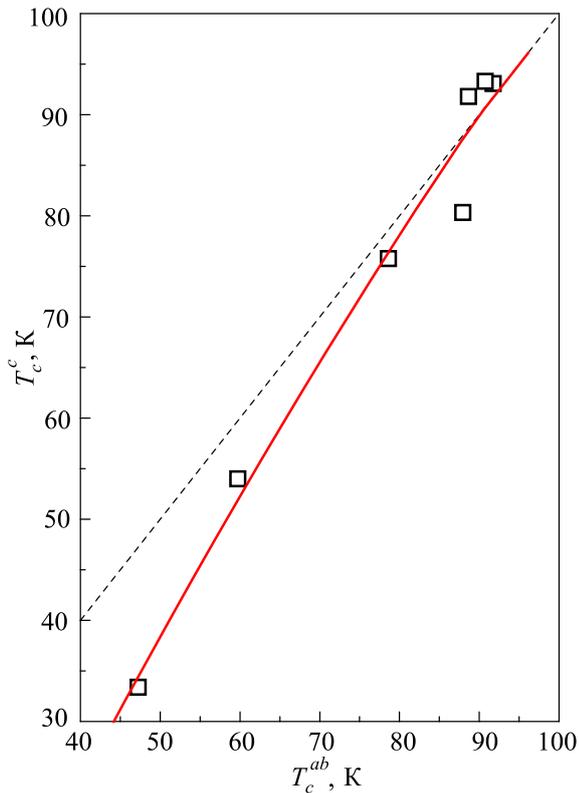


Рис. 3. Анизотропия T_c . Штриховая линия — случай отсутствия анизотропии: $T_c^c = T_c^{ab}$.

То обстоятельство, что в области сверхпроводящего перехода производные dp/dT вдоль оси c показывают распад на фазы при больших значениях δ (меньших T_c), чем в плоскости ab , свидетельствует о наличии преимущественной ориентации зарождающихся областей новой фазы. Такая преимущественная ориентация может быть вызвана тем, что новая фаза зарождается на двойниках, которые ориентированы вдоль оси c монокристалла и под углом 45° по отношению к осям a и b [8]. При измерении электросопротивления вдоль c -оси существуют, вероятно, перколяционные пути протекания тока по высокотемпературной фазе.

Поскольку электрическое сопротивление многофазного проводника обусловлено главным образом объемными долями фаз и их сопротивлениями, а также явлениями перколяции, использованный нами способ определения T_c дает значения, зависящие от фазового состава и строения образца, но достаточно близкие к реальным. Неоднородность образца может приводить к анизотропии T_c [18,30]. На рис. 3 эта анизотропия T_c представлена в координатах $T_c^c - T_c^{ab}$. Естественно, что анизотропия T_c увеличивается с ростом кислородного дефицита, т.е. с ростом неоднородности образца.

2.3. Сопротивление в нормальном состоянии

Параметры подгонки температурной зависимости поперечного сопротивления монокристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в соответствии с (1), (2) приведены на рис. 4 и 5 в зави-

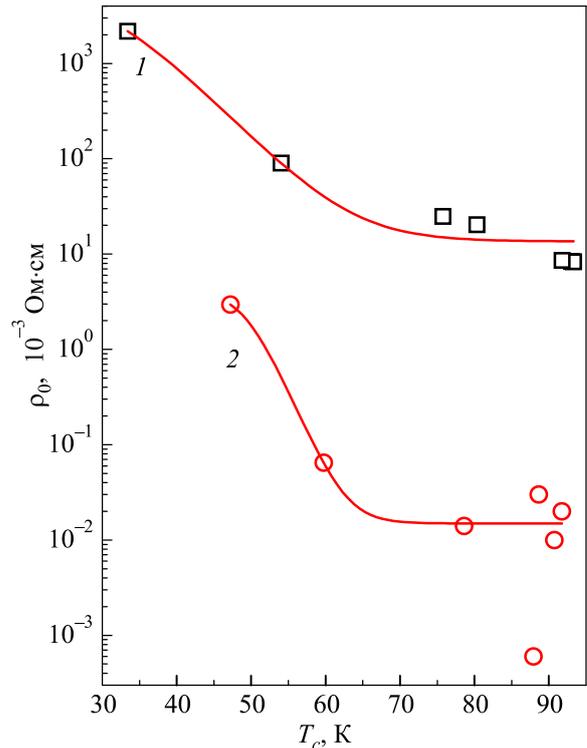


Рис. 4. Анизотропия сопротивления ρ_0 : вдоль оси c (1); в плоскости ab [19] (2).

симости от T_c^c . Для сравнения на рис. 4 приведены аналогичные параметры для ab -плоскости в зависимости от T_c^{ab} для данных [19]. Такая форма представления связана с тем, что мы определяли T_c^c и T_c^{ab} , но связь между T_c^c и δ нам неизвестна.

Значительное возрастание ρ_0 при увеличении δ (понижении T_c) как вдоль оси c , так и в плоскости ab (рис. 4) может быть связано с неоднородностью образцов. Анизотропия ρ_0 велика: $\rho_0^c/\rho_0^{ab} \propto 10^2-10^3$, но демонстрирует тенденцию к уменьшению при увеличении δ (понижении T_c).

Температурная зависимость сопротивления образца № 1 не содержит экспоненты ($n = 0$, см. табл. 1), т.е. эта зависимость переходная от «металлической» к «полупроводниковой». В этом случае выше T_c зависимость $\rho(T) \sim T^2$ в соответствии с (1). С ростом δ (образцы № 2–7) $n \rightarrow 1$, т.е. сопротивление приобретает полностью «полупроводниковый» характер.

При больших δ (см. табл. 1) показатель m приближается к значению $m \approx 1/2$. В [31] показано, что закон «1/2» — следствие туннелирования носителей заряда между фазовыми областями различных размеров, существующими в реальных системах. Можно предположить, по аналогии с [18], что причиной уменьшения m является усиление неоднородности образца.

Поведение параметров B и ΔE при изменении кислородного дефицита показано на рис. 5.

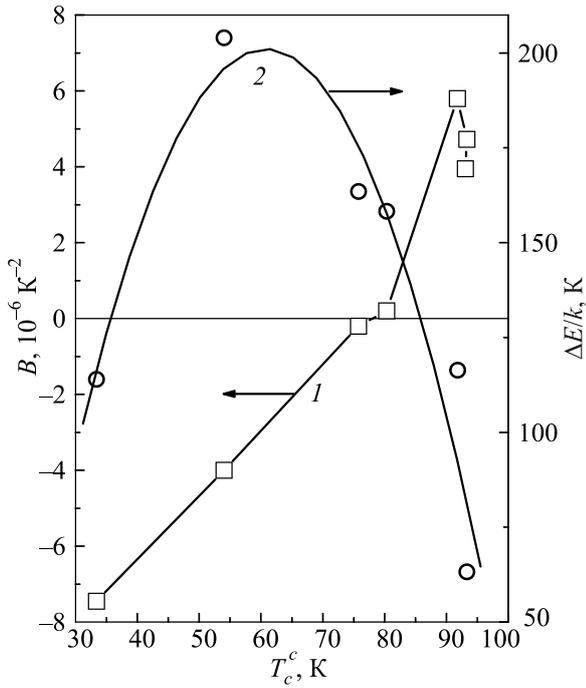


Рис. 5. Изменение «полупроводниковых» параметров B и ΔE в зависимости от $T_c^c(\delta)$.

Параметр B характеризует температурную зависимость подвижности μ , обусловленную различными процессами рассеяния носителей заряда [24,25]. Если μ увеличивается с ростом температуры ($B < 0$), то преобладает рассеяние на ионизированных примесях, в на-

шем случае — на ионах кислорода; если μ уменьшается с ростом температуры ($B > 0$), то преобладает рассеяние на фононах [24]. Таким образом, изменение параметра B показывает, что при больших δ (низкие T_c) носители заряда рассеиваются на дефектах, а при малых δ (высокие T_c) преобладает рассеяние на фононах.

Изменение энергии активации ΔE связано, вероятно, с неоднородностью образцов.

2.4. Флуктуационная проводимость

Зависимости от $T_c(\delta)$ длины когерентности и температурной области существования флуктуационных пар ΔT_{fluct} показаны на рис. 6.

Из табл. 1 и рис. 6(a) видно, что $\xi_{ab}(0)$ растет при увеличении δ (понижении T_c). $\xi_c(0) \ll s$ (межплоскостное расстояние) и от δ практически не зависит. Эти результаты свидетельствуют о значительной анизотропии длины когерентности ($\xi_{ab}(0)/\xi_c(0) \sim 10^2$), а также о том, что движение флуктуационных пар трехмерное.

Отметим, что, как было показано в [19], для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ корреляция между T_c и температурой Дебая θ , описываемая формулой Макмиллана

$$T_c = \frac{\theta}{1,45} \exp \left[\frac{-1,04(1+\lambda)}{-\mu^*(1+0,62)} \right],$$

где λ — константа электрон-фононного взаимодействия, μ^* — кулоновский псевдопотенциал, вполне корректна только для $T_c^{ab} \leq 65$ К ($\delta > 0,3$). В этой области

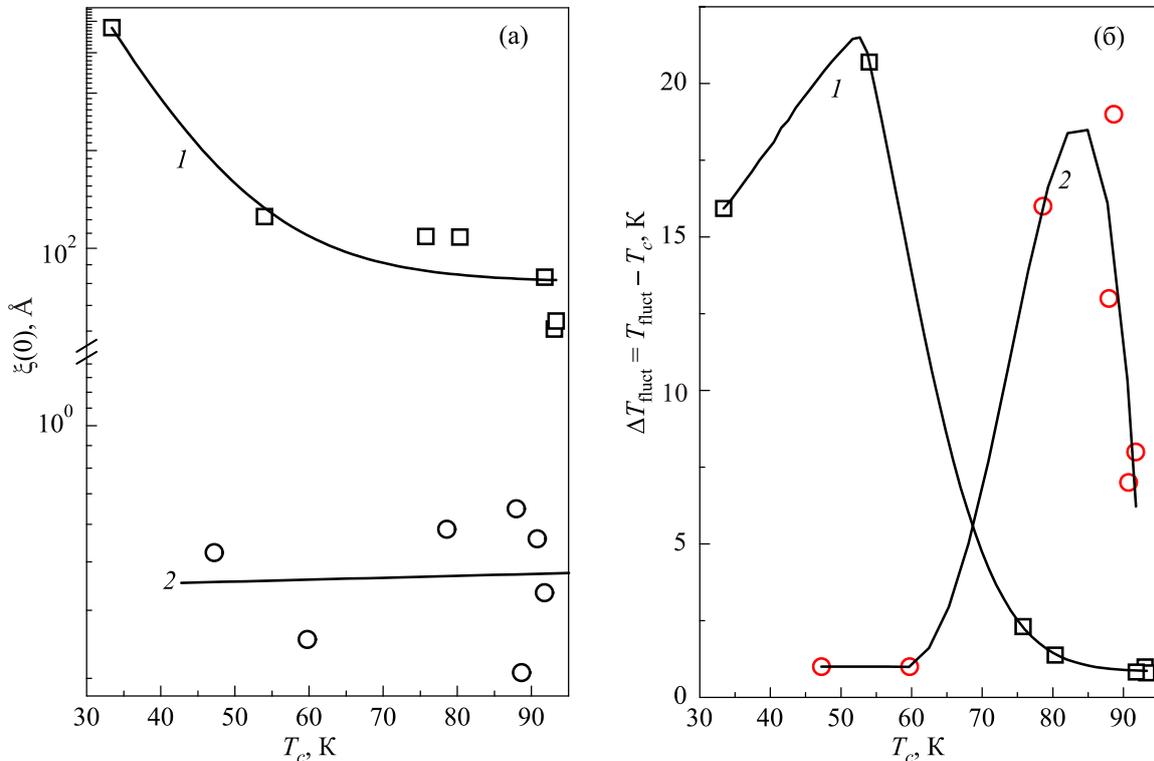


Рис. 6. Анизотропия параметров флуктуационной проводимости монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$: длины когерентности $\xi(0)$ (a); ширины флуктуационной области ΔT_{fluct} [24] (б); вдоль оси c (1); в плоскости ab (2) [19].

величина λ для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ близка к таковой для обычного сверхпроводника с сильной связью.

Параметр ΔT_{fluct} характеризует, согласно [27], область существования флуктуационных пар и, следовательно [29], область существования псевдощели. Кривые $\Delta T_{\text{fluct}} = f(T_c(\delta))$ имеют максимум, происхождение которого связано с тем, что при высоких T_c (низкие δ) образованию флуктуационных пар препятствует высокая температура. Высокие значения кислородного дефицита δ , уменьшающие T_c вплоть до разрушения сверхпроводящего состояния, также препятствуют образованию флуктуационных пар.

Выводы

Сопротивление монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ поперек слоев адекватно описывается эмпирическим соотношением, включающим «полупроводниковый» ход сопротивления и флуктуационную проводимость вблизи T_c . В отличие от сопротивления в плоскости ab , где температурная зависимость сопротивления в нормальном состоянии обусловлена процессами рассеяния, температурная зависимость сопротивления вдоль c -оси в нормальном состоянии обусловлена как изменением числа носителей заряда, так и процессами их рассеяния. При малых δ (высокие T_c) носители заряда рассеиваются преимущественно на фононах, а при больших δ (низкие T_c) преобладает рассеяние на дефектах.

Неоднородность образцов вызывает анизотропию T_c и прыжковую проводимость с переменной длиной прыжка между разными фазами.

Анизотропии длины когерентности $\xi_{ab}(0)/\xi_c(0)$ порядка 10^2 .

- M.V. Sadovskii, I.A. Nekrasov, E.Z. Kuchinskii, T. Pruschke, and V.I. Anisimov, *Phys. Rev. B* **72**, 155105 (2005).
- R.V. Vovk, G.Y. Khadzhai, and O.V. Dobrovolskiy, *Solid State Commun.* **204**, 64 (2015).
- T.A. Friedmann, J.P. Rice, J. Giapintzakis, and D.M. Ginsberg, *Phys. Rev. B* **39**, 4258 (1989).
- A. Solovjov, M. Tkachenko, R. Vovk, and A. Chroneos, *Physica C* **501**, 24 (2014).
- R.V. Vovk, N.R. Vovk, G.Y. Khadzhai, O.V. Dobrovolskiy, and Z.F. Nazzyrov, *Curr. Appl. Phys.* **14**, 1779 (2014).
- A. Chroneos, I.L. Goulatis, and R.V. Vovk, *Acta Chim. Sloven.* **54**, 179 (2007).
- R. Reyers and T.M. Show, *Solid State Phys.* **42**, 150 (1989).
- R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, Z.F. Nazzyrov, I.L. Goulatis, A. Chroneos, and V.M. Pinto Simoes, *J. Mater. Sci. – Mater. Electron.* **23**, 1255 (2012).
- J.D. Jorgensen, S. Pei, P. Lightfoot, H. Shi, A.P. Paulikas, and B.W. Veal, *Physica C* **167**, 571 (1990).
- R. Vovk, N. Vovk, A. Samoilov, I. Goulatis, and A. Chroneos, *Solid State Commun.* **170**, 6 (2013).
- S. Sadewasser, J.S. Schilling, A.P. Paulikas, and B.W. Veal, *Phys. Rev. B* **61**, 741 (2000).
- M.A. Оболенский, А.В. Бондаренко, Р.В. Вовк, А.А. Продан, *ФHT* **23**, 1178 (1997) [*Low Temp. Phys.* **23**, 882 (1997)].
- M. Sarikaya and R. Kikuchi, *Physica C* **152**, 161 (1988).
- A.В. Бондаренко, А.А. Продан, М.А. Оболенский, Р.В. Вовк, Т.Р. Ароури, *ФHT* **27**, 463 (2001) [*Low Temp. Phys.* **27**, 339 (2001)].
- Г.Я. Хаджай, Н.Р. Вовк, Р.В. Вовк, *ФHT* **40**, 630 (2014) [*Low Temp. Phys.* **40**, 488 (2014)].
- R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, O.V. Dobrovolskiy, Z.F. Nazzyrov, and I.L. Goulatis, *Materials Research Express* **1**, 026303 (2014).
- R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, and O.V. Dobrovolskiy, *Physica B* **451**, 84 (2014).
- R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, and O.V. Dobrovolskiy, *Appl. Phys. A* **117**, 997 (2014).
- R.V. Vovk, G.Y. Khadzhai, O.V. Dobrovolskiy, N.R. Vovk, and Z.F. Nazzyrov, *J. Mater. Sci. Mater. Electron.* Nos. 1–6 (2014); <http://dx.doi.org/10.1007/s10854-014-2558-y>.
- H.C. Montgomery, *J. Appl. Phys.* **42**, 2971 (1971).
- W.N. Hardy and B.X. Yang, *Physica C* **176**, 261 (1991).
- R.V. Vovk, N.R. Vovk, O.V. Shekhovtsov, I.L. Goulatis, and A. Chroneos, *Supercond. Sci. Technol.* **26**, 085017 (2013).
- R.V. Vovk, Z.F. Nazzyrov, I.L. Goulatis, and A. Chroneos, *Modern Phys. Lett. B* **26**, 1250163 (2012).
- Р. Смит, *Полупроводники*, пер. с англ., Мир, Москва (1982).
- П.С. Киреев, *Физика полупроводников*, Высшая школа, Москва (1975).
- L.G. Aslamazov and A.I. Larkin, *Phys. Lett. A* **26**, 238 (1968).
- B. Leridon, A. Défossez, J. Dumont, J. Lesueur, and J.P. Contour, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 197007-1 (2001).
- A. Kebede, C.S. Jee, J. Schwegler, J.E. Crow, T. Mihalisin, G.H. Myer, R.E. Salomon, P. Schlottmann, M.V. Kuric, S.H. Bloom, and R.P. Guertin, *Phys. Rev. B* **40**, 4453 (1989).
- V.A. Larkin and A. Varlamov, *Theory of Fluctuations in Superconductors*, Oxford University Press, USA (2009).
- В.Н. Зверев, Д.В. Шовкун, И.Г. Науменко, *Письма в ЖЭТФ* **68**, 309 (1998).
- Е.З. Мейлихов, *ЖЭТФ* **115**, 1484 (1999).

Transversal electric resistance of the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals at the different values of oxygen deficit

G.Ya. Khadzhai, R.V. Vovk, and Z.F. Nazzyrov

The resistivity of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals is investigated across the layers in the temperature range T_c –300 K and in the range of δ values, which provides a change of T_c from 93 to 33 K. The temperature dependence of the resistivity is adequately described by the empirical relationship, including the “semiconduc-

tor" course and fluctuation conductivity in the Aslamazov–Larkin 3D model near T_c . At high T_c the charge carriers are scattered mainly by phonons. At low T_c dominates the scattering by defects; the coherence length, $\xi_{ab}(0)$, and the electron–phonon interaction constant, λ , reach the values characteristic of conventional (low-temperature) superconductors with strong coupling. The heterogeneity of the samples

causes anisotropy of T_c and the hopping conduction with variable jump length between different phases.

PACS: **74.72.-h** Cuprate superconductors.

Keywords: $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals, c -axis resistance, coherence length, Aslamazov–Larkin 3D model, scattering of electrons.