

Краткие сообщения

Влияние облучения высокоэнергетическими электронами на сверхпроводящий переход и анизотропию электросопротивления монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Г.Я. Хаджай, А.В. Самойлов, Р.В. Вовк

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

Статья поступила в редакцию 14 марта 2019 г., после переработки 11 ноября 2019 г.,
опубликована онлайн 24 апреля 2020 г.

Измерены температурные зависимости продольной и поперечной проводимости монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, облученных высокоэнергетическими электронами. Обнаружено, что, в отличие от необлученных монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, абсолютная величина анизотропии нормального электросопротивления ρ_c/ρ_{ab} значительно уменьшается при увеличении количества структурных дефектов в объеме экспериментального образца. При этом зависимость $\rho_c/\rho_{ab}(T)$ хорошо описывается как посредством универсального «закона 1/2», так и обычным экспоненциальным выражением для термоактивационной проводимости.

Ключевые слова: монокристаллы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, анизотропия проводимости, облучение, термоактивационная проводимость.

Введение

Как известно, присутствие структурной и кинематической анизотропии в конденсированных средах различной морфологии может способствовать появлению ряда необычных физических явлений [1–5], сопровождаемых специфическими механизмами квазичастичного рассеяния [6,7]. Общей особенностью высокотемпературных сверхпроводящих соединений (ВТСП), в частности системы $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (Re = Y или другой редкоземельный (РЗ) элемент), является ярко выраженная слоистая структура, приводящая к существенной анизотропии целого ряда физических свойств, в частности электропроводности [8–10]. Несмотря на значительное число работ, посвященных изучению продольного и поперечного транспорта в ВТСП системе $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [1,2,8–11], многие аспекты этого вопроса остаются до сих пор окончательно невыясненными. Так, например, в теоретической работе [2] был предложен механизм резонансного туннелирования носителей заряда между

проводящими CuO_2 -плоскостями через локализованные состояния в CuO -цепочках. Согласно [2], температурная зависимость анизотропии электросопротивления $\rho_c/\rho_{ab}(T)$ должна описываться соотношением

$$\rho_c / \rho_{ab} \sim T \cosh^2(T_0 / T), \quad (1)$$

где T_0 — параметр. Экспериментальная проверка этой модели была проведена в [8] на монокристаллических образцах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. При этом, однако, было показано, что хотя теория [2] качественно согласуется с экспериментом, наилучшее описание экспериментальных данных получается для экспоненциальной зависимости вида

$$\rho_c / \rho_{ab} \sim \exp(\Delta / T), \quad (2)$$

где Δ — энергия активации процесса.

Подобное выражение было обосновано ранее в теоретической модели [1], предполагающей поляронный механизм поперечного транспорта в ВТСП.

В то же время, как было показано в наших недавних работах [9,11], в случае допирования гольмием и празеодимом температурная зависимость анизотропии электросопротивления $\rho_c/\rho_{ab}(T)$, в отличие от беспримесных $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, хорошо описывается посредством следующего универсального «закона 1/2»:

$$\rho_c / \rho_{ab} = BT \exp(T_0 / T)^{1/2}, \quad (3)$$

здесь B, T_0 — константы. Как известно, соотношение (3) характерно для одномерной прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка [12,13].

Важнейшим фактором внешнего воздействия на физические характеристики ВТСП соединений, наряду с другими экстремальными воздействиями [14–17], является ионизирующее излучение [18–20], в условиях которого зачастую работают технологические устройства и элементы, созданные на основе ВТСП. В то же время, несмотря на обилие представленного в литературе экспериментального материала, практически не встречаются работы, посвященные изучению влияния облучения на анизотропию электротранспорта в ВТСП соединениях.

Учитывая вышесказанное, в настоящей работе представлены результаты исследования влияния облучения электронами на анизотропию электросопротивления в монокристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с оптимальным содержанием кислорода и высокой критической температурой, $T_c \approx 90$ К.

Экспериментальные методики

Выращивание и термическую обработку исследованных в работе монокристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ выполняли по методике, описанной в [15].

Дефекты создавали посредством облучения электронами с энергией 2,5 МэВ. Преимуществом этого метода создания дефектов является то, что он позволяет проводить транспортные исследования на одном и том же образце при различной концентрации дефектов.

Для создания точечных дефектов посредством облучения электронами и проведения исследований электросопротивления в облученных образцах в ХФТИ НАН Украины был сконструирован специальный гелиевый криостат. Этот криостат позволяет облучать образцы при низких температурах, $T \leq 10$ К. Облучение проводили электронами с энергией 2,5 МэВ при относительно малой интенсивности пучка, $\approx 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Электроны с такой энергией эффективны для создания именно точечных дефектов типа «вакансия–междоузлие».

Образцы облучали до различных доз [19], наибольшая из которых составляла $D_4 = 8,8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$. Дозе облучения $D = 10^{18} \text{ см}^{-2}$ электронами с энергией 2,5 МэВ соответствует усредненная по всем подрешеткам концентрация дефектов 10^{-4} смещ/ат [21]. После каждого

облучения измеряли сопротивление образца в интервале от T_c до 300 К.

Измерение сопротивления проводили методом Монтгомери [22]. Характерные размеры кристаллов для таких измерений составляли $1 \times 0,3 \times 0,02 \text{ мм}^3$, где наименьший размер соответствовал оси c . При толщине кристаллов 20 мкм потери энергии электронов составляют $\sim 2\%$ [21].

Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 1(а) показаны зависимости сопротивления поперек слоев $\rho_c(T)$, измеренные до и после облучения образца высокоэнергетическими электронами, кривые 1 и 2–4 соответственно (резистивные переходы в сверхпроводящее состояние показаны на вставке А). Увеличение дозы облучения от 0 до $8,8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ приводит к

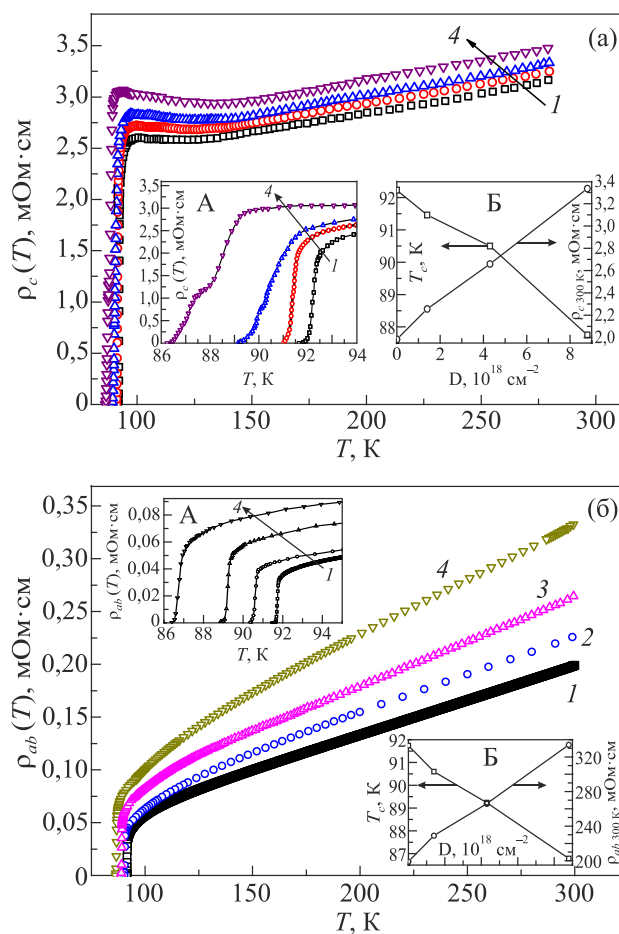


Рис. 1. Температурные зависимости электросопротивления монокристалла $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, измеренные до (1) и после облучения образца высокоэнергетическими электронами (2)–(4): вдоль оси c , $\rho_c(T)$ (а); в ab -плоскости, $\rho_{ab}(T)$ (б). На вставках: А — резистивные переходы в сверхпроводящее состояние; Б — зависимость критической температуры T_c и электросопротивления при комнатной температуре $\rho_{300 \text{ К}}$ от дозы облучения.

увеличению удельного электросопротивления приблизительно от 3,16 до 3,48 мОм·см и понижению T_c от 92,25 до 88 К. При этом узкая исходная ширина резистивного перехода в сверхпроводящее состояние ($\Delta T_c \leq 0,5$ К) возрастает более чем в 8 раз, а начиная с дозы $4,3 \cdot 10^{18}$ см⁻², СП переход приобретает ступенчатую форму, что, очевидно, может служить свидетельством появления в образце как минимум двух фаз, имеющих, соответственно, различные критические температуры перехода в сверхпроводящее состояние [2,8].

На рис. 1(б) показаны температурные зависимости электросопротивления того же образца, измеренные в ab -плоскости, $\rho_{ab}(T)$, до и после облучения. Видно, что существует принципиальное отличие в поведении этих зависимостей от измеренных перпендикулярно базисной плоскости. В то время как облучение образца приводит к усилению полупроводникового характера поведения кривых $\rho_c(T)$, в базисной плоскости на зависимостях $\rho_{ab}(T)$ в области относительно высоких температур сохраняется широкий линейный участок, что, согласно теории NAFL (Nearly antiferromagnetic Fermi liquid) [23], служит достоверным признаком нормального состояния системы. При понижении температуры ниже некоторого характерного значения T^* происходит отклонение $\rho_{ab}(T)$ от линейной зависимости, что свидетельствует о появлении некоторой избыточной проводимости, обусловленной переходом к псевдощелевому режиму [24].

Как видно на рис. 1(б), в ab -плоскости при увеличении дозы облучения от 0 до $8,8 \cdot 10^{18}$ см⁻² критическая температура понижается от 91,73 до 86,8 К, абсолютное значение электросопротивления увеличивается приблизительно от 198 до 329 мкОм·см, а область линейной зависимости $\rho_{ab}(T)$ сужается примерно на 38 К. При этом в ab -плоскости при увеличении дозы облучения от 0 до $8,8 \cdot 10^{18}$ см⁻² не наблюдается ступенчатая форма СП перехода, полученная при измерениях $\rho_c(T)$ на этом же кристалле. По-видимому, это предполагает существование перколяционных путей протекания транспортного тока по высокотемпературной фазе во втором случае, когда $I \parallel ab$ -плоскости, и их отсутствие в первом случае при $I \parallel c$. Более детальное рассмотрение этого вопроса мы проводим в [20].

Температурные зависимости $\rho_c(T)/\rho_{ab}(T)$ показаны на рис. 2 в координатах $\ln(\rho_c/\rho_{ab}) - 1/T$ и $\ln[(\rho_c/\rho_{ab})/T] - 1/T^{1/2}$, что соответствует их описанию посредством соотношения (2) в первом случае и аналитического выражения вида (3) — во втором. Как отмечалось выше, соотношение (3) характерно для прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка — «закон 1/2» [12,13,25].

Видно, что, в отличие от случаев понижения содержания кислорода [8,9] и увеличения концентрации празеодима [11] (анизотропия изменяется в пределах от 50 при 250 К до 500 при 100 К), облучение электронами приводит к значительному уменьшению абсо-

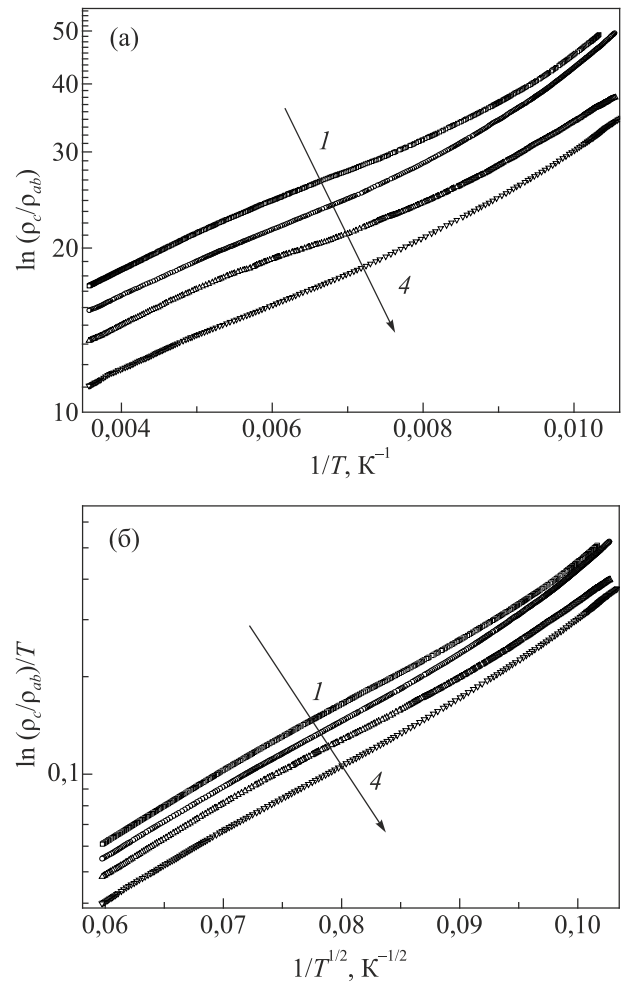


Рис. 2. Температурные зависимости анизотропии электросопротивления $\rho_c/\rho_{ab}(T)$. Обозначение кривых соответствует обозначениям на рис. 1.

лютной величины анизотропии ρ_c/ρ_{ab} : от 20 при 250 К до 40 при 100 К. При этом, на рис. 2(а), (б) видно, что хотя уравнение (3) для прыжковой проводимости и позволяет несколько более качественно описать экспериментальную зависимость в области относительно высоких температур, чем соотношение (2), но значительных различий, как в случае [9,11], не наблюдается. Благодаря существующей теории известно, что «закон 1/2» обычно трактуется как проявление кулоновской щели в энергетическом спектре носителей, более характерном для полупроводниковых соединений [13]. С другой стороны, как было показано в работе [25], соотношение (3) носит гораздо более универсальный характер и может выполняться для широкого класса проводящих соединений при достаточно большой степени структурного разупорядочения. В частности, подобная ситуация реализуется для случая гранулированных металлов (нанокомпозитов) — совокупности малых металлических гранул в диэлектрической матрице [25]. В то же время известно, что допирование

ВТСП купратов путем иновалентного замещения либо изменения содержания кислорода приводит к распаду системы на электронейтральные области двух типов — металлические, с высокой концентрацией носителей, и диэлектрические [26]. При этом вид доменов может «навязываться» и упорядочивающимися допантами. Очевидно, что при достаточно малом размере включений с металлической проводимостью система может приобретать признаки, характерные для гранулированных металлов. В нашем случае, по-видимому, определяющее влияние на структурный порядок в системе играет облучение электронами, приводящее к изотропизации дефектной структуры и, как следствие, уменьшению абсолютной величины отношения ρ_c/ρ_{ab} .

Следует также отметить, что, как видно на рис. 2, при температурах вблизи 125 К наблюдается некоторое изменение угла наклона зависимостей (ρ_c/ρ_{ab}), что, в свою очередь, свидетельствует об изменении энергии активации и отражает наличие фазовых переходов, наблюдавшихся ранее в работе [27] для монокристаллов YBaCuO. Согласно [27], переходы такого типа оказывают влияние на кинетику переноса заряда.

Заключение

Анализ полученных экспериментальных данных дает основание предположить, что при облучении высокоэнергетическими электронами в монокристаллах YBa₂Cu₃O_{7- δ} реализуется неравномерное распределение кислорода по объему кристалла, которое приводит к образованию фаз с различными критическими температурами, возникновению локализации носителей в направлении оси *c* и изменению межслойного взаимодействия. При этом облучение электронами приводит к значительному уменьшению абсолютной величины анизотропии (ρ_c/ρ_{ab}), а температурная зависимость анизотропии электросопротивления ($\rho_c/\rho_{ab}(T)$), в отличие от необлученного YBa₂Cu₃O_{7- δ} , хорошо описывается как посредством универсального «закона 1/2», так и обычной экспоненциальной зависимостью.

1. A.S. Alexandrov, V.V. Kabanov, and N.F. Mott, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4796 (1996).
2. A.A. Абрикосов, *ВФН* **168**, 683 (1998).
3. O.V. Dobrovolskiy, V.M. Bevz, M.Yu. Mikhailov, O.I. Yuzepovich, V.A. Shklovskij, R.V. Vovk, M.I. Tsindlekht, R. Sachser, and M. Huth, *Nature Commun.* **9**, 4927 (2018).
4. O.V. Dobrovolskiy, M. Huth, V.A. Shklovskij, and R.V. Vovk, *Sci. Rep.* **7**, 13740 (2017).
5. O.V. Dobrovolskiy, R. Sachser, M. Huth, V.A. Shklovskij, R.V. Vovk, V.M. Bevz, and M. Tsindlekht, *Appl. Phys. Lett.* **112**, 152601 (2018).
6. R.V. Vovk, C.D.H. Williams, and A.F.G. Wyatt, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 235302 (2003).

7. V.A. Shklovskij, V.V. Kruglyak, R.V. Vovk, and O.V. Dobrovolskiy, *Phys. Rev. B* **98**, 224403 (2018).
8. В.Н. Зверев, Д.В. Шовкун, *Письма в ЖЭТФ* **72**, 103 (2000).
9. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, A.V. Bondarenko, I.L. Goulatis, A.V. Samoilov, A.I. Chroneos, and V.M. Pinto Simoes, *J. Alloys Comp.* **464**, 58 (2008).
10. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, I.L. Goulatis, A.I. Chroneos, and V.M. Pinto Simoes, *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.* **20**, 858 (2009).
11. R.V. Vovk, N.R. Vovk, O.V. Shekhovtsov, I.L. Goulatis, and A. Chroneos, *Supercond. Sci. Technol.* **26**, 085017 (2013).
12. M. Dzierzawa, M. Zamora, D. Baeriswyl, and X. Bagnoud, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3897 (1996).
13. Ping Sheng and J. Klafter, *Phys. Rev. B* **27**, 4, 2583 (1983).
14. R. Driessen, N. Griessen, N. Koeman, E. Salomons, R. Brouwer, D.G. De Groot, K. Heeck, H. Hemmes, and J. Rector, *Phys. Rev. B* **36**, 5602 (1987).
15. R.V. Vovk, Z.F. Nazyrov, M.A. Obolenskii, I.L. Goulatis, A. Chroneos, and V.M. Pinto Simoes, *J. Alloys Comp.* **509**, 4553 (2011).
16. R.V. Vovk, N.R. Vovk, G.Ya. Khadzhai, O.V. Dobrovolskiy, and Z.F. Nazyrov, *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.* **25**, 5226 (2014).
17. A.L. Solovjov, L.V. Omelchenko, R.V. Vovk, O.V. Dobrovolskiy, Z.F. Nazyrov, S.N. Kamchatnaya, and D.M. Sergeev, *Physica B* **493**, 58 (2016).
18. F. Rullier-Albenque, H. Alloul, and R. Tourbot, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 047001 (2003).
19. N.A. Azarenkov, V.N. Voevodin, R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, S.V. Lebedev, V.V. Sklyar, S.N. Kamchatnaya, and O.V. Dobrovolskiy, *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.* **28**, 15886 (2017).
20. Г.Я. Хаджай, Н.Р. Вовк, Р.В. Вовк, *ФНТ* **45**, 155 (2019) [*Low Temp. Phys.* **45**, 135 (2019)].
21. J. Giapintzakis, W.C. Lee, J.P. Rice, D.M. Ginsberg, I.M. Robertson, R. Wheeler, M.A. Kirk, and M.O. Ruault, *Phys. Rev. B* **45**, 10677 (1992).
22. H.C. Montgomery, *J. Appl. Phys.* **42**, 2971 (1971).
23. B.P. Stojkovic and D. Pines, *Phys. Rev. B* **55**, 8567 (1997).
24. Р.В. Вовк, А.Л. Соловьев, *ФНТ* **44**, 111 (2018) [*Low Temp. Phys.* **44**, 81 (2018)].
25. М.З. Мейлихов, *ЖЭТФ* **115**, 1484 (1999).
26. М.А. Иванов, В.М. Локтев, *ФНТ* **25**, 1325 (1999) [*Low Temp. Phys.* **25**, 996 (1999)].
27. М.А. Оболенский, А.В. Бондаренко, М.О. Зубарева, *ФНТ* **15**, 1152 (1989) [*Sov. Low Temp. Phys.* **15**, 635 (1989)].

Вплив опромінення високоенергетичними електронами на надпровідний перехід та анізотропію електроопору монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Г.Я. Хаджай, О.В. Самойлов, Р.В. Вовк

Виміряно температурні залежності поздовжньої та поперечної провідності монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, які опромінено високоенергетичними електронами. Виявлено, що, на відміну від неопромінених монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, абсолютна величина анізотропії нормального електроопору ρ_c/ρ_{ab} значно зменшується при збільшенні кількості структурних дефектів в об'ємі експериментального зразка. При цьому залежність $\rho_c/\rho_{ab}(T)$ добре описується як за допомогою універсального «закона 1/2», так і звичайним експоненційним виразом для термоактивованої провідності.

Ключові слова: монокристали $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, анізотропія провідності, опромінення, термоактивована провідність.

The effect of high-energy electron irradiation on the superconducting transition and anisotropy of the electrical resistance of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals

G.Ya. Khadzhai, A.V. Samoilov, and R.V. Vovk

The temperature dependences of the longitudinal and transverse conductivity of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals irradiated with high-energy electrons were measured. It was found that, in contrast to unirradiated $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals, the absolute value of the anisotropy of the normal electrical resistance ρ_c/ρ_{ab} significantly decreases with an increase in the number of structural defects in the volume of the experimental sample. In this case, the dependence $\rho_c/\rho_{ab}(T)$ is well described both by means of the universal “law 1/2” and the usual exponential expression for thermally activated conductivity.

Keywords: $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals, conductivity anisotropy, irradiation, thermally activated conductivity.