

# Эволюция поперечного электросопротивления монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при воздействии облучения высокоэнергетическими электронами

Г.Я. Хаджай, Ю.В. Литвинов, Р.В. Вовк

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

Статья поступила в редакцию 8 января 2019 г., после переработки 20 февраля 2019 г.,  
опубликована онлайн 28 мая 2019 г.

Исследовано влияние облучения высокоэнергетическими электронами на поперечное электросопротивление оптимально допированных кислородом монокристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  высокой степени совершенства. Это облучение создает в образце ориентированные вдоль слоев макроскопические области, отличающиеся кислородным дефицитом, что приводит к прыжковой поперечной проводимости с переменной длиной прыжка. Увеличение дозы облучения приводит к уменьшению области локализации носителей заряда.

Ключевые слова:  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , поперечное сопротивление, облучение электронами, сверхпроводящий переход, флуктуации состава, прыжковая проводимость, дефекты.

## Введение

Как известно [1,2], облучение высокоэнергетическими электронами — один из наиболее эффективных методов модулирования состава и топологии дефектного ансамбля современных многокомпонентных сверхпроводящих материалов без изменения их элементного состава. В сочетании с современными технологиями нанозерезовки (FIBID) эти методики позволяют получать структуры с уникальным набором технологических и физических характеристик [3–6].

В случае высокотемпературных сверхпроводящих купратов (ВТСП) облучение высокоэнергетическими электронами [7,8], наряду с другими методами внешних экстремальных воздействий, такими как высокое давление [9,10], скачкообразное изменение температуры [11,12] и высокие магнитные поля [13,14], позволяет контролируемым образом изменять условия возникновения в системе целого ряда необычных физических явлений, наблюдаемых в ВТСП материалах в нормальном (несверхпроводящем) состоянии. К их числу можно отнести флуктуационную [15,16] и псевдощелевую [17,18] аномалии, необычные механизмы электро- [19,20], тепло- [21,22] и массопереноса [23,24], переходы вида металл–изолятор [25,26], некогерентный электротранспорт [27,28] и др. Именно эти явления, согласно совре-

менным представлениям [29,30], считаются ключевыми для понимания микроскопической природы ВТСП, которая остается невыясненной, несмотря на более чем 30-летнюю историю интенсивных экспериментальных и теоретических исследований.

Ранее было показано [31], что однородное состояние ВТСП с дефектами является нестабильным — энергетически выгодно разбиение ВТСП на домены размером  $\sim 10^{-5}$  см с высокой и низкой проводимостью (области с малыми и большими  $\delta$ ). Существование таких доменов приводит к размытию сверхпроводящего перехода даже для оптимально допированных монокристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  хорошего качества [32]. Облучение электронами приводит к образованию дополнительных дефектов без изменения состава образцов. Поэтому при измерении сопротивления в  $ab$ -плоскости оптимально допированных монокристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  после такого облучения наблюдается понижение температуры СП перехода и некоторое его уширение, однако форма СП перехода остается неизменной [33,34]. В то же время, как показано в [35], для  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  процессы релаксации сопротивления анизотропны: в плоскостях  $\text{Cu-O}$  преобладает рост кластеров кислородных вакансий, что приводит к релаксации  $T_c \sim \exp t^{1/2}$ , тогда как в объеме образца происходит как зарождение новых кластеров, так и рост существующих, что приводит к

релаксации  $\rho(300 \text{ K}, t) \sim \exp t$ . Поэтому можно ожидать, что и распределение дефектов после облучения электронами также будет анизотропным.

Среди перечисленных выше явлений влияние облучения на некогерентный поперечный электротранспорт — один из наименее изученных, а имеющиеся в литературе данные, посвященные этому вопросу, достаточно противоречивы. Это обусловлено, с одной стороны, экспериментальными трудностями, возникающими при определении механизма переноса заряда поперек базисной плоскости в керамических, пленочных и текстурированных образцах, и, с другой стороны, недостаточным количеством экспериментальных данных, полученных на монокристаллических образцах высокого качества.

С учетом сказанного выше в настоящей работе проведено исследование влияния облучения высокоэнергетическими электронами на поперечное электросопротивление оптимально допированных кислородом монокристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  высокой степени совершенства. Исследованы температурные зависимости поперечного сопротивления  $\rho_c(T)$  в зависимости от дозы облучения электронами для образцов, сопротивление которых в базисной плоскости исследовано в [34].

## 1. Эксперимент

Выращивание и термическую обработку исследованных в работе кристаллов выполняли по методике, описанной в [36]. Облучение проводили электронами с энергиями 0,5–2,5 МэВ при  $T \leq 10 \text{ K}$ . Дозе облучения  $D = 10^{18} \text{ см}^{-2}$  электронами с энергией 2,5 МэВ соответствует усредненная по всем подрешеткам концентрация дефектов  $10^{-4}$  смещений на атом [37].

Измерение сопротивления проводили методом Монтегомери [38]. Характерные размеры кристаллов для таких измерений составляли  $1 \times 0,3 \times 0,02 \text{ мм}$ , где наименьший размер соответствовал оси  $c$ .

## 2. Результаты и их обсуждение

На рис. 1 приведены температурные зависимости поперечного сопротивления в области сверхпроводящего перехода,  $\rho_{cs}(T)$ . Видно, что облучение электронами вызывает не только рост сопротивления и снижение температуры сверхпроводящего перехода, но и увеличивает его ширину, а также усложняет форму перехода — уже при дозе  $4,3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$  переход становится двухступенчатым (см. вставку на рис. 1, где показаны производные  $d\rho_c(T)/dT$  в области сверхпроводящего перехода). Эти производные имеют вид максимумов, температуры которых соответствуют температурам сверхпроводящих переходов, а их ширина (например, на половине высоты) характеризует ширину СП переходов. Видно, что после дозы  $1,4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$  переход несколько расширяется, сохраняя свою симметрию; после дозы  $4,3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$  переход может быть представлен как суперпозиция трех или четырех близ-

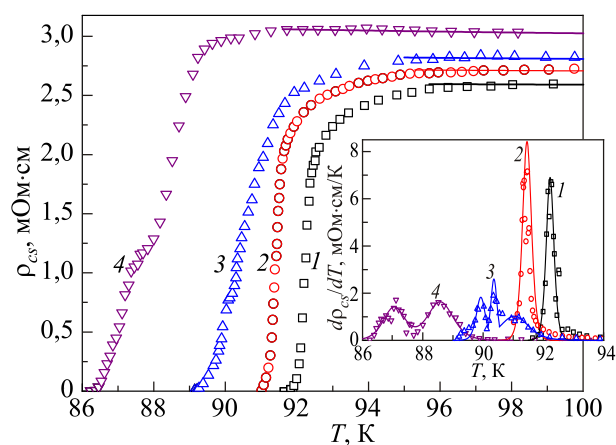


Рис. 1. (Онлайн в цвете) Температурные зависимости поперечного сопротивления монокристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  оптимального состава в области сверхпроводящего перехода  $\rho_{cs}(T)$  для различных доз облучения электронами: исходное состояние (1),  $1,4 \cdot 10^{18}$  (2),  $4,3 \cdot 10^{18}$  (3),  $8,8 \cdot 10^{18}$  (4)  $\text{см}^{-2}$ . Значки — эксперимент, линии — аппроксимации в соответствии с формулой (1). Вставка: температурные зависимости производных  $d\rho_{cs}(T)/dT$  в области сверхпроводящего перехода. Линии проведены «на глаз».

ких максимумов; а после дозы  $8,8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$  наблюдаются два максимума, отстоящие друг от друга приблизительно на 1,5 K.

Снижение температуры сверхпроводящего перехода может быть обусловлено не только увеличением кислородного дефицита, но и наличием в образце дефектов в виде немагнитных атомов [39]. В нашем случае снижение  $T_c$  вследствие облучения электронами с энергией  $\geq 1 \text{ МэВ}$  может быть связано со смещениями любого из четырех типов атомов: O, Cu, Y или Ba [37]. В исходном состоянии  $T_c$  и ширина максимума  $d\rho_c(T)/dT$  заданы изначальной комбинацией этих дефектов.

Ширина фазового перехода, в частности сверхпроводящего перехода, определяется неоднородностью образца — например, флуктуациями его состава [40]. Эти неоднородности приводят к возникновению в образце областей со своей локальной температурой перехода, и переход в этих областях происходит независимо от состояния соседних областей. Как отмечено выше, однородное состояние ВТСП с дефектами является нестабильным — энергетически выгодно разбиение ВТСП на домены размером  $l \sim 10^{-5} \text{ см}$  с высокой и низкой проводимостью (металлические области с малыми  $\delta$  и плохо проводящие области с большими  $\delta$ ). Для случая сегнетоэлектрических фазовых переходов такие области называют областями Кенцига [40,41], размер которых также оценивается как  $l \sim 10^{-5} - 10^{-6} \text{ см}$  ( $a \ll l \ll L$ ,  $a$  — постоянная кристаллической решетки,  $L$  — размер образца). Можно предположить тогда, что ширина одноступенчатого СП перехода — ширина одного максимума  $d\rho_c(T)/dT$  на половине его высоты — определяется

именно такими мезоскопическими флуктуациями концентрации дефектов — кислородных вакансий или смещенных атомов Cu, Y и Ba.

Появление после облучения двухступенчатого СП перехода (два максимума  $d\rho_c(T)/dT$ ) свидетельствует о возникновении по крайней мере двух макроскопических областей с разными, более низкими, чем в исходном состоянии, температурами перехода. Ясно, что каждая из этих областей обладает своей шириной перехода, порожденной мезоскопическими флуктуациями концентрации дефектов в этой области.

Отметим, что обращение сопротивления в нуль обусловлено образованием единого сверхпроводящего кластера, простирающегося от одного потенциального контакта до другого и шунтирующего все иные как нормальные, так и сверхпроводящие области, если таковые имеются. Таким образом, облучение электронами привело к возникновению, наряду с мезоскопическими, макроскопическими неоднородностями, которые вызвали двухступенчатый СП переход, сдвинутый в область более низких температур, и ступени которого расширяются по мере увеличения дозы облучения.

На рис. 2 приведены температурные зависимости поперечного сопротивления в нормальном состоянии  $\rho_{cN}(T)$  монокристалла  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  оптимального состава после различных доз облучения электронами. Характерная особенность этих зависимостей — наличие низкотемпературного минимума  $\rho_{cN}(T)$ , предшествующего сверхпроводящему переходу. На рис. 2 видно, что облучение электронами приводит к общему увеличению сопротивления, и по мере увеличения дозы облучения глубина минимума увеличивается, а сам минимум смещается в сторону более высоких температур.

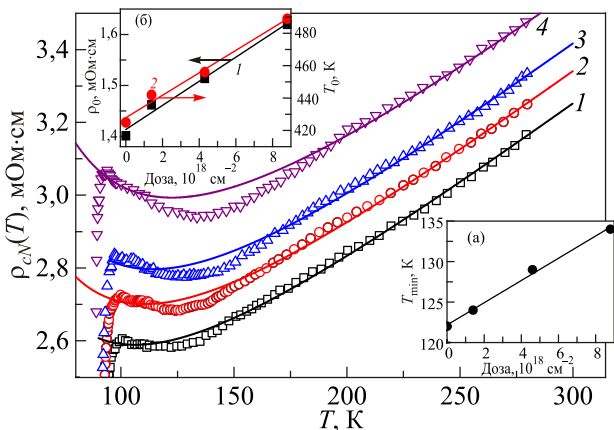


Рис. 2. (Онлайн в цвете) Температурные зависимости нормального поперечного сопротивления монокристалла  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  оптимального состава после различных доз облучения электронами. Нумерация кривых та же, что на рис. 1. Сплошные кривые — расчет по формуле (1) с параметрами, приведенными в табл. 1. Вставки: зависимости от дозы облучения температуры минимума,  $T_{\min}$  (a);  $\rho_0$  и  $T_0$  (формула (1)) (б).

Выше минимума  $\rho_{cN}(T)$  следует линейному закону с наклоном, практически не зависящим от дозы облучения.

Зависимость температуры минимума  $T_{\min}$  от дозы облучения приведена на вставке (а) к рис. 2.

Приведенные на рис. 2 экспериментальные данные хорошо (средняя по интервалу измерений погрешность аппроксимации  $\varepsilon \approx 0,5\%$ ) аппроксимируются зависимостью [42–45]

$$\rho_{cN}(T) = \rho_0 \left( \frac{T}{T_0} \right) \exp \left[ \left( \frac{T_0}{T} \right)^{1/2} \right], \quad (1)$$

где  $\rho_0$  и  $T_0$  — константы.

Соотношение (1) может описывать как влияние кулоновской щели [43,44], так и прыжковую проводимость с переменной длиной прыжка в диэлектрической фазе нерегулярного массива металлических гранул [42,45]. В монокристалле  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  аналогом металлических гранул являются мезоскопические неоднородности — домены с разными значениями кислородного дефицита  $\delta$  [31].

Параметры аппроксимации зависимости  $\rho_{cN}(T)$  соотношением (1) приведены в табл. 1.

Полагая  $d\rho_{cN}(T) = 0$  при  $T = T_{\min}$ , из (1) получаем, что температура минимума  $T_{\min}$  соответствует условию  $4 T_{\min} = T_0$ . На рис. 2 и из табл. 1 видно, что, несмотря на весьма низкую общую погрешность аппроксимации, минимумы на экспериментальной и расчетной кривых не совпадают, т.е. между экспериментальными значениями  $T_{\min}$  и величиной  $T_0/4$  существуют различия  $\sim 10\text{--}15\%$ . Величина этого несовпадения практически не зависит от дозы облучения, и мы связываем его с макроскопическими неоднородностями образца, в частности несверхпроводящими областями. Таким образом, параметры  $\rho_0$  и  $T_0$  соотношения (1) — усредненные по образцу. Их зависимости от дозы облучения показаны на вставке (б) к рис. 2. Отношение  $\rho_0/T_0$ , которое практически не зависит от температуры (см. табл. 1), характеризует наклон линейной зависимости  $\rho_{cN}(T) \approx (\rho_0/T_0) \cdot T$  при высоких температурах. Эта линейная зависимость связана, вероятно, с упругим рассеянием носителей заряда на фонах.

Таблица 1. Параметры аппроксимации согласно (1)

Параметр	Доза, $10^{18} \text{ см}^{-2}$			
	0	1,4	4,3	8,8
$T_c$ , К	92,23	91,46	91–90	88,5–87
$\rho_0$ , мОм·см	1,4015	1,462	1,514	1,620
$T_0$ , К	425	442	456	489
$\rho_0/T_0$ , мОм·см/К	0,00330	0,00331	0,00332	0,00331
$T_{\min}$ , К	122	124	129	134
$\varepsilon$ , %	0,33	0,47	0,56	0,7

Параметр  $T_0$  дается выражением [44]

$$T_0 = \frac{27}{4\pi k_B N(\epsilon_F) d^2}, \quad (2)$$

где  $N(\epsilon_F)$  — плотность состояний на уровне Ферми,  $d$  — длина локализации носителей заряда.

Увеличение  $T_0$  (см. таблицу и вставку (б) на рис. 2) означает, что длина локализации уменьшается с увеличением дозы облучения, что, при постоянстве  $N(\epsilon_F)$ , указывает на уменьшение пространственного распространения волновой функции носителей заряда. Таким образом, вероятность прыжков носителей уменьшается, что приводит к уменьшению проводимости при приближении к переходу металл–диэлектрик [44]. Как поведение, так и величины  $T_0$  в зависимости от дозы облучения электронами полностью согласуются с результатами [44], полученными при легировании ВТСП образца  $\text{GdBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{V}_x\text{O}_{7-\delta}$  ванадием. Такую же аналогию между влиянием облучения и примесями мы наблюдали в [33], сравнивая воздействие на продольное сопротивление монокристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  облучения электронами с влиянием добавки празеодима. В [34] обнаружено увеличение температуры Дебая  $\theta$  монокристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  вследствие облучения электронами. Это увеличение мы связали с изотропизацией фононного спектра из-за образования дефектов, вызванных облучением. В то же время в [34] для продольного сопротивления не наблюдалось ступенчатых переходов ни при каких дозах облучения, т.е. после облучения пространственное распределение образовавшихся дефектов в плоскостях слоев осталось макроскопически однородным.

Таким образом, пространственное распределение дефектов, созданных облучением электронами, анизотропно — в плоскостях  $\text{CuO}_2$  распределение дефектов макроскопически однородно (наблюдаются только мезоскопические флуктуации), а поперек плоскостей, наряду с мезоскопическими флуктуациями, наблюдаются и макроскопические флуктуации концентрации дефектов. Наиболее вероятно, что такие макроскопические области с различной концентрацией дефектов представляют собой плоские образования, параллельные  $ab$ -плоскостям монокристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ .

### Выводы

В результате проведенных исследований поперечного сопротивления монокристалла можно сделать следующие выводы.

1. Облучение электронами приводит к возникновению анизотропного распределения дефектов — образуются плоские макроскопические сверхпроводящие области с различным кислородным дефицитом  $\delta$  (т.е. с разными  $T_c$ ).

2. Макроскопические сверхпроводящие неоднородности вызывают многоступенчатый СП переход, сдвинутый в область более низких температур; ступени этого перехода шире, чем в исходном переходе вследствие усиления мезоскопических неоднородностей.

3. Проводимость поперек плоскостей можно представить как прыжки с переменной длиной в нерегулярном массиве проводящих гранул с разным кислородным дефицитом.

4. Увеличение дозы облучения приводит к уменьшению длины локализации носителей заряда, что указывает на уменьшение пространственного распространения волновой функции носителей заряда.

1. F. Rullier-Albenque, H. Alloul, and R. Tourbot, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 047001 (2003).
2. J. Giapintzakis, D.M. Ginsberg, M.A. Kirk, and S. Ockers, *Phys. Rev. B* **50**, 15967 (1994).
3. O.V. Dobrovolskiy, M. Huth, V.A. Shklovskij, and R.V. Vovk, *Sci. Rep.* **7**, 13740 (2017).
4. 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).
5. O.V. Dobrovolskiy, R. Sachser, V.M. Bevz, A. Lara, F.G. Aliev, V.A. Shklovskij, A.I. Bezuglyj, R.V. Vovk, and M. Huth, *Phys. Status Solidi: Rapid Res. Lett.* **13**, 1800223 (2018).
6. 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).
7. *Physical Properties High Temperature Superconductors I*, D.M. Ginsberg (ed.), World Scientific, Singapore (1989).
8. 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).
9. 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).
10. R.V. Vovk, N.R. Vovk, G.Ya. Khadzhai, and O.V. Dobrovolskiy, *Solid State Commun.* **204**, 64 (2015).
11. J.D. Jorgensen, P. Shiyon, P. Lightfoot, H. Shi, A.P. Paulikas, and B.M.W. Veal, *Physica C* **167**, 571 (1990).
12. G.Ya. Khadzhai, R.V. Vovk, N.R. Vovk, S.N. Kamchatnaya, and O.V. Dobrovolskiy, *Physica C* **545**, 14 (2018).
13. D.A. Lotnyk, R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, J. Kováč, M. Kaňuchová, M. Šefčíková, V. Antal, P. Diko, A. Feher, and A. Chroneos, *J. Low Temp. Phys.* **161**, 387 (2010).
14. R.V. Vovk, Z.F. Nazyrov, M.A. Obolenskii, I.L. Goulatis, A. Chroneos, and V.M. Pinto Simoes, *J. Alloys Compd.* **509**, 4553 (2011).
15. T.A. Friedmann, J.P. Rice, J. Giapintzakis, and D.M. Ginsberg, *Phys. Rev. B* **39**, 4258 (1989).
16. R.V. Vovk, N.R. Vovk, G.Ya. Khadzhai, O.V. Dobrovolskiy, and Z.F. Nazyrov, *Current Appl. Phys.* **14**, 1779 (2014).

17. А.Л. Соловьев, В.М. Дмитриев, *ФНТ* **32**, 239 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 99 (2006)].
18. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, I.L. Goulatis, A. Chronos, and E.V. Biletskiy, *J. Alloys Compd.* **485**, 121 (2009).
19. M. Akhavan, *Physica B* **321**, 265 (2002).
20. A.L. Solovyov, L.V. Omelchenko, V.B. Stepanov, R.V. Vovk, H.-U. Habermeier, P. Przyslupski, and K. Rogacki, *Phys. Rev. B* **94**, 224505 (2016).
21. Б.Л. Мерисов, Г.Я. Хаджай, М.А. Оболенский, О.А. Гавренко, *ФНТ* **14**, 643 (1988) [*Low Temp. Phys.* **14**, 355 (1988)].
22. V.A. Shklovskij, V.V. Kruglyak, R.V. Vovk, and O.V. Dobrovolskiy, *Phys. Rev. B* **98**, 224403 (2018).
23. M. Kaiser, J. Kaiser, F. Stock, G. Müller-Vogt, and A. Erb, *Physica C* **306**, 188 (1998).
24. R.V. Vovk, N.R. Vovk, G.Ya. Khadzhai, O.V. Dobrovolskiy, and Z.F. Nazyrov, *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.* **25**, 5226 (2014).
25. K. Widdera, D. Bernera, H.P. Geserich, W. Widderb, and H.F. Braunb, *Physica C* **251**, 274 (1995).
26. R.V. Vovk, Z.F. Nazyrov, I.L. Goulatis, and A. Chronos, *Physica C* **485**, 89 (2013).
27. P.W. Anderson and Z. Zou, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 132 (1988).
28. R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, and O.V. Dobrovolskiy, *Appl. Phys. A* **117**, 997 (2014).
29. J. Ashkenazi, *J. Supercond. Nov. Magn.* **24**, 1281 (2011).
30. Р.В. Вовк, А.Л. Соловьев, *ФНТ* **44**, 111 (2018) [*Low Temp. Phys.* **44**, 81 (2018)].
31. М.И. Иванов, В.М. Локтев, *ФНТ* **25**, 1325 (1999) [*Low Temp. Phys.* **25**, 996 (1999)].
32. Г.Я. Хаджай, С.Р. Вовк, Р.В. Вовк, *ФНТ* **43**, 1396 (2017) [*Low Temp. Phys.* **43**, 1119 (2017)].
33. R.V. Vovk, G.Y. Khadzhai, and O.V. Dobrovolskiy, *Solid State Commun.* **282**, 5 (2018).
34. R.V. Vovk, G.Y. Khadzhai, and O.V. Dobrovolskiy, *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.* **30**, 241 (2019).
35. Г.Я. Хаджай, Р.В. Вовк, *ФНТ* **45**, 538 (2019) [*Low Temp. Phys.* **45**, 465 (2019)].
36. М.А. Оболенский, А.В. Бондаренко, В.И. Белецкий, В.Н. Моргун, В.П. Попов, Н.Н. Чеботаев, А.С. Панфилов, А.И. Смирнов, О.А. Миронов, С.В. Чистяков, И.Ю. Скрылев, *ФНТ* **16**, 1103 (1990) [*Low Temp. Phys.* **16**, 639 (1990)].
37. 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).
38. H.C. Montgomery, *J. Appl. Phys.* **42**, 2971 (1971).
39. A.A. Abrikosov and L.P. Gor'kov, *J. Exp. Theor. Phys.* **39**, 1781 (1960).
40. Б.Н. Ролов, В.Э. Юркевич, *Физика размытых фазовых переходов*, Изд-во РГУ, Ростов-на-Дону (1983), с. 319.
41. W. Känzig, *Ferroelectrics and Antiferroelectrics*, Academic Press, (1957), p. 197 [Кенциг, *Сегнетоэлектрики и анти-сегнетоэлектрики*, ИЛ, Москва (1960)].
42. Е.З. Мейлухов, *ЖЭТФ* **115**, 1484 (1999).
43. M.M. Fogler, S. Teber, and B.I. Shklovskii, *Phys. Rev. B* **69**, 035413 (2004), *arXiv:cond-mat/0307299v2* [cond-mat.mes-hall].
44. H. Javanmard, S. Bazargan, and M. Akhavan, *Phys. Status Solidi B* **245**, 1611 (2008)
45. I.S. Beloborodov, A.V. Lopatin, and V.M. Vinokur, *Phys. Rev. B* **72**, 125121 (2005).

### Еволюція поперечного електроопору монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при впливі опромінення високоенергетичними електронами

Г.Я. Хаджай, Ю.В. Литвинов, Р.В. Вовк

Досліджено вплив опромінення високоенергетичними електронами на поперечний електроопір оптимально допованих киснем монокристалів  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  високого ступеня досконалості. Це опромінення створює в зразку орієнтовані уздовж шарів макроскопічні області, які відрізняються кисневим дефіцитом, що призводить до стрибкової поперечної провідності зі змінною довжиною стрибка. Збільшення дози опромінення призводить до зменшення області локалізації носіїв заряду.

Ключові слова:  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , поперечний опір, опромінення електронами, надпровідний перехід, флуктуації складу, стрибкова провідність, дефекти.

### Evolution of the transverse electrical resistance of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals under irradiation with high-energy electrons

G.Ya. Khadzhai, Yu.V. Litvinov, and R.V. Vovk

The effect of irradiation with high-energy electrons on the transverse resistivity of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  single crystals of a high degree of perfection that are optimally doped with oxygen is studied. This irradiation creates macroscopic regions oriented along the layers, differing in oxygen deficiency, which leads to variable-length hopping transverse conductivity. Increasing the dose of radiation leads to a decrease in the region of localization of charge carriers.

Keywords:  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , transverse resistance, electron irradiation, superconducting transition, composition fluctuations, hopping conductivity, defects.