

# Роль двойников в изменении характеристик проводимости монокристаллов $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при обратимом изменении гидростатического давления

Г.Я. Хаджай, З.Ф. Назыров, Р.В. Вовк

Харьковский национальный университет, пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61022, Украина

E-mail: gkhadjai@univer.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 6 марта 2016 г., после переработки 22 марта 2016 г., опубликована онлайн 25 июля 2016 г.

Исследовано электрическое сопротивление монокристалла  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  ( $T_c = 62\text{--}66$  К) в интервале температур  $T_c\text{--}300$  К в плоскости слоев при условиях, когда измерительный ток течет параллельно двойникам или под углом  $45^\circ$  к ним в процессе обратимого изменения гидростатического давления. Проведен анализ изменений  $T_c$ , параметров уравнения Блоха–Грюнайзена и параметров флуктуационной проводимости в модели Асламазова–Ларкина. Приложение давления способствует появлению второй фазы с более низкой  $T_c$ , которая более ясно проявляется в случае измерительного тока, пересекающего плоскости двойникования. В этом случае поперечная длина когерентности и интервал существования флуктуационной проводимости оказываются меньшими, чем для первой конфигурации. Релаксация параметров, характеризующих рассеяние носителей заряда на фононах и дефектах, связана с перераспределением кислорода между двумя фазами.

Досліджено електричний опір монокристалу  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  ( $T_c = 62\text{--}66$  К) в інтервалі температур  $T_c\text{--}300$  К у площині шарів за умов, коли вимірювальний струм тече паралельно двійникам чи під кутом  $45^\circ$  до них у процесі оборотного зміння гідростатичного тиску. Проведено аналіз зміння  $T_c$ , параметрів рівняння Блоха–Грюнайзена та параметрів флуктуаційної провідності в моделі Асламазова–Ларкіна. Прикладення тиску сприяє появі другої фази з більш низькою  $T_c$ , котра більш ясно проявляється у випадку вимірювального струму, що перетинає площини двійниковання. У цьому випадку поперечна довжина когерентності та інтервал існування флуктуаційної провідності виявляються меншими, ніж для першої конфігурації. Релаксація параметрів, що характеризують розсіювання носіїв заряду на фононах та дефектах, пов'язана з перерозподілом кисню між двома фазами.

PACS: 74.72.–h Купратные сверхпроводники.

Ключевые слова: ВТСП, электрическое сопротивление, гидростатическое давление, фононы, флуктуационная проводимость, релаксация.

## 1. Введение

Вопрос влияния необычных свойств нормального состояния на возникновение сверхпроводимости в высокотемпературных (ВТСП) купратах по-прежнему весьма актуальный [1–5]. Несмотря на 30 лет интенсивных экспериментальных и теоретических исследований, микроскопическая природа высокотемпературной сверхпроводимости остается не ясной [6,7]. Слоистая структура ВТСП соединений [8,9], наряду с малой длиной когерентности [10,11] и большой глубиной проникновения [12], способствует возникновению в них широкого температурного участка избыточной проводимости [13,14].

Как известно, вблизи критической температуры  $T_c$  избыточная проводимость обусловлена процессами флуктуационного (ФП) спаривания носителей [15], а при более высоких температурах  $T \gg T_c$  — так называемой псевдощелевой аномалией (ПЩ) [16,17] эти необычные явления наряду со специфическими механизмами рассеяния нормальных носителей могут служить ключом к пониманию природы ВТСП.

С экспериментальной точки зрения наиболее предпочтительными для исследования электротранспортных особенностей являются соединения так называемой системы 1–2–3 ( $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ,  $\text{Re} = \text{Y}$  или другой редкозе-

мельный ион) [18]. Состав этих соединений можно относительно легко варьировать путем изменения содержания кислорода [19,20] или допирования замещающими элементами [21,22], тем самым контролируемым образом менять их проводящие [23,24] и критические [25,26] параметры. Следует отметить, что, несмотря на весьма значительное количество работ, посвященных исследованиям ФП [1–5,27,28] и ПШ [16,17,29] аномалий в ВТСП, многие аспекты этих физических явлений остаются невыясненными до сих пор. К их числу можно отнести вопрос влияния структурного упорядочения [30–32] в проводящих Cu–O-плоскостях на различные механизмы проводимости в ВТСП.

Как известно, присутствие лабильного кислорода [32,33] в соединениях  $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  может способствовать возникновению неравновесного состояния, которое может проявляться в процессе приложения высокого давления [34,35], скачкообразного изменения температуры [36,37] и длительного хранения [38–40] и, в свою очередь, способствовать процессам фазового расслоения [41,42], восходящей диффузии [43,44] и возникновения разного рода сверхструктур [45,46]. Все эти процессы оказывают существенное влияние на физические свойства ВТСП в нормальном и сверхпроводящем состояниях и наиболее ярко проявляются в случае образцов нестехиометрического по кислороду состава [47,48].

Важную роль при этом играет замена иттрия его изоэлектронными редкоземельными аналогами. Особый интерес представляет замена иттрия на гольмий, имеющий достаточно большой (более  $10 \mu_B$ ) магнитный момент [49], что обеспечивает парамагнетизм соединения в нормальном состоянии. Тем не менее, как и в случае других редкоземельных элементов, при замене Y на парамагнитные ионы  $R = \text{Ho}, \text{Dy}$  сверхпроводящие свойства оптимально допированных кислородом соединений  $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  при  $\delta \leq 0,1$  не меняются существенным образом [49]. По-видимому, это связано с локализацией таких ионов вдали от сверхпроводящих плоскостей, что препятствует образованию дальнего магнитного порядка. В то же время известно, что в образцах ВТСП-системы 1–2–3 нестехиометрического по кислороду состава редкоземельный ион может служить в качестве датчика, чувствительного к локальной симметрии его окружения и распределения плотности заряда, поскольку их изменение влияет на кристаллическое поле, формирующее электронную структуру такого иона [47]. Также следует отметить, что замена иттрия на гольмий способствует увеличению интенсивности процессов перераспределения в кислородной подсистеме [3,44].

В отсутствие микроскопической теории высокотемпературной сверхпроводимости особое значение получили экспериментальные методы, позволяющие определить параметры сверхпроводников, которые наи-

более существенно влияют на их физические характеристики в нормальном и сверхпроводящем состояниях. Один из важнейших методов — использование высокого давления [50,51], что не только позволяет проявить роль и влияние структурных особенностей системы на формирование сверхпроводящего состояния, но и дает возможность моделировать проводящие характеристики и критические параметры сверхпроводника.

В настоящей работе проведены исследования влияния индуцированной высоким гидростатическим давлением структурной релаксации на ФП монокристаллов  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с дефицитом кислорода  $\delta \approx 0,35$  и критической температурой  $T_c \approx 70 \text{ K}$  с заданной топологией плоских дефектов — двойниковых границ (ДГ). Благодаря использованию монокристаллических образцов можно практически избавиться от влияния на проводящие свойства таких структурных факторов, как межзеренные границы, дислокации несоответствия, фазовые включения и т.д., характерных для пленочных, керамических и текстурированных образцов. Использование мостиков с однонаправленными ДГ при различной геометрии протекания транспортного тока позволяет контролируемым образом регулировать интенсивность рассеяния носителей тока. Следует отметить, что ДГ всегда возникают в соединениях  $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  при насыщении кислородом [52–54], минимизируя их упругую энергию. До настоящего времени вопрос о влиянии ДГ на резистивные свойства оставался открытым ввиду экспериментальных трудностей, возникающих при определении их вклада в электро-транспортный процесс.

В [55] мы исследовали температурные зависимости сопротивления  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  вдоль и поперек двойников для оптимально допированного ( $T_c \approx 91 \text{ K}$ ) и отожженного ( $T_c \approx 65\text{--}70 \text{ K}$ ) образцов. Установлено, что двойники усиливают неоднородность в распределении кислорода, увеличивают интенсивность рассеяния электронов фононами и уменьшают длину когерентности  $\xi_c(0)$ .

В работе [56] изучено влияние гидростатического давления на характеристики рассеяния носителей заряда на фононах и дефектах, а также флуктуационной проводимости для монокристаллов  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  в плоскости слоев параллельно двойникам. Обнаружено: 1) быстрое приложение давления вызывает образование в образце минимум двух сверхпроводящих фаз, после возврата образца в исходное состояние и выдержки в таком состоянии в течение 3-х суток однородность образца не восстанавливается; 2) параметры, характеризующие рассеяние носителей заряда на дефектах и фононах, при изменении давления изменяются обратимым образом; 3) поперечная длина когерентности после выдержки образца в исходном состоянии в течение 3-х суток к исходному значению не возвращается.

В настоящей работе исследовано влияние двойниковых границ на параметры рассеяния носителей заряда на фонах и дефектах, а также флуктуационной проводимости при обратимом изменении гидростатического давления в пределах 0–5 кбар.

## 1. Эксперимент

Методика выращивания монокристаллов  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , насыщение кристаллов кислородом до требуемой величины  $\delta$  и создание нужного давления подробно описаны в работах [44,56]

Для проведения резистивных измерений выбран монокристалл с размерами  $1,9 \times 1,5 \times 0,3$  мм (наименьший размер соответствовал направлению вдоль оси  $c$ ), который имел участок с однонаправленной системой двойниковых границ. Морфологию двойников изучали оптическим методом на микроскопе МИМ-7 в поляризованном свете. Токовые и потенциальные контакты наносили таким образом, чтобы транспортный ток проходил в  $ab$ -плоскости, пересекая двойниковые границы под углом  $45^\circ$ . Электросопротивление измеряли на постоянном токе до 10 мА стандартной четырехконтактной методикой. Гидростатическое давление создавали в автономной камере типа поршень–цилиндр [44,56]. Для определения степени влияния структурной релаксации измерения проводили непосредственно после изменения давления, а также после выдержки при постоянном давлении в течение нескольких суток.

## 2. Результаты и обсуждение

### 2.1. Сверхпроводящий переход

Известны (см., например, [44]) «истинный» эффект давления, при котором изменения характеристик образца следуют непосредственно за изменением давления, и «релаксационный» эффект, когда изменения характеристик образца происходят в процессе выдержки при постоянном давлении в течение некоторого времени. Ясно, что «истинный» эффект обусловлен уменьшением объема образца и изменением связанных с объемом свойств, а «релаксационный» эффект связан с перемещением разного рода дефектов.

На рис. 1 приведены температурные зависимости производных  $dp/dT$  в области сверхпроводящего перехода как для « $45^\circ$ -ориентации», так и для случая «параллельной ориентации» [56]. Температуру сверхпроводящего перехода  $T_c$  определяли по положению максимума производной в области низких температур.

Сравнение рис. 1(а) и (б) показывает, что вне зависимости от ориентации производные  $dp/dT$  имеют по крайней мере два четко выраженных максимума. Один максимум наблюдается только для начальной кривой при «параллельной ориентации».

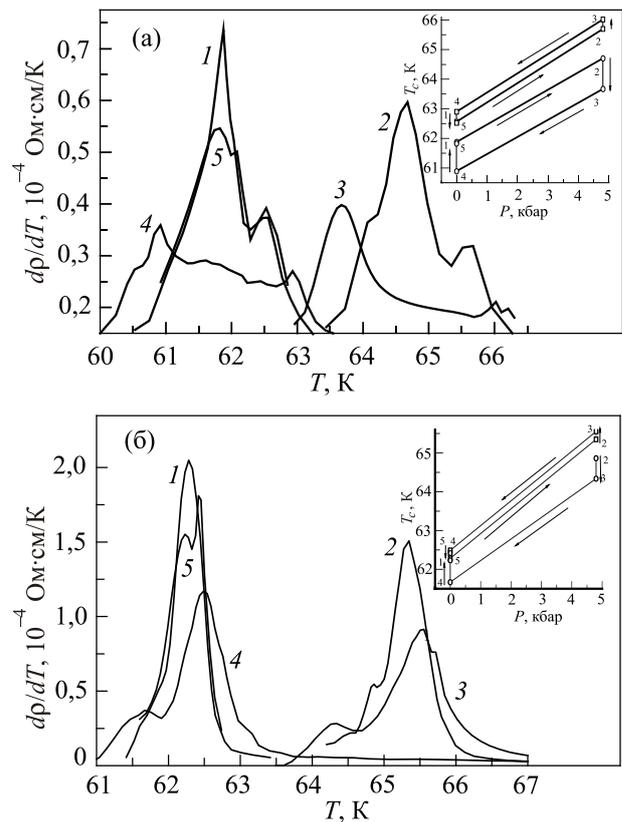


Рис. 1. Влияние двойников на производные  $dp/dT$  в области сверхпроводящего перехода: линии тока пересекают плоскости двойников под углом  $45^\circ$  (а); линии тока параллельны плоскостям двойников [56] (б). 1 —  $P = 0$ ; 2 —  $P = 4,8$  кбар; 3 — после выдержки 7 суток при  $P = 4,8$  кбар; 4 —  $P = 0$ ; 5 — после выдержки 3 суток при  $P = 0$ . На вставках — диаграммы  $T_c$ – $P$  для обоих максимумов  $dp/dT$ .

Левый, более низкотемпературный максимум характеризует фазу, простирающуюся на весь образец — когда эта фаза переходит в сверхпроводящее состояние, сопротивление всего образца обращается в нуль. Правый, более высокотемпературный максимум характеризует фазу, которая состоит из отдельных областей, не сообщающихся друг с другом. Для обеих ориентаций высоты максимумов  $dp/dT$  уменьшаются с ростом давления, демонстрируя тенденцию к возврату в исходное состояние при возврате давления к начальному значению. Это может быть связано с общим уменьшением сопротивления при повышении давления [56].

Максимумы  $dp/dT$  при « $45^\circ$ -ориентации» приблизительно вдвое шире и ниже, чем при «параллельной ориентации».

При обратимом изменении давления для обеих ориентаций  $T_c$  изменяется обратимым образом, увеличиваясь при возрастании давления. Это позволяет предполагать обратимое перераспределение кислорода при изменении давления, поскольку  $T_c$  в первую очередь зависит от содержания кислорода.

На вставках к рис. 1(а), (б) приведены диаграммы  $T_c$ – $P$ . Видно, что при обеих ориентациях для левого, более низкотемпературного максимума «истинный» и «релаксационный» эффекты давления имеют разные знаки — быстрый рост давления от 0 до 4,8 кбар приводит к возрастанию  $T_c$  («истинный» эффект, участок 1 → 2), но выдержка при 4,8 кбар приводит к уменьшению  $T_c$  («релаксационный» эффект, участок 2 → 3). При сбросе давления  $T_c$  уменьшается («истинный» эффект, участок 3 → 4), но выдержка при  $P = 0$  приводит к возрастанию  $T_c$  («релаксационный» эффект, участок 4 → 5).

Для правого, более высокотемпературного максимума знаки «истинного» и «релаксационного» эффектов давления совпадают при обеих ориентациях: за увеличением  $T_c$  вследствие приложения давления («истинный» эффект, участок 1 → 2) следует увеличение  $T_c$  вследствие релаксации (участок 2 → 3); за уменьшением  $T_c$  вследствие сброса давления (участок 3 → 4) следует уменьшение  $T_c$  вследствие релаксации (участок 4 → 5).

В процессе релаксации (участки 2 → 3 и 4 → 5)  $T_c$ , определяемое по разным максимумам, изменяется противоположным образом. Поскольку  $T_c$  зависит от кислородного дефицита  $\delta$ , такую релаксацию естественно связать с перераспределением кислорода между фазами. Характерное время этого процесса составляет несколько суток при комнатной температуре. Экстраполируя данные [57] к 300 К, для коэффициента диффузии кислорода получаем  $D \sim 10^{-15}$  см<sup>2</sup>/с и, соответственно, среднее расстояние, пройденное ионом кислорода за время выдержки  $t$ ,  $\langle x \rangle = 2(Dt)^{1/2} \sim 1$  мкм. Такая величина  $\langle x \rangle$  соответствует среднему расстоянию между двойниковыми границами [58]. Поэтому можно предположить, что кислород перераспределяется между фазой, преобладающей в объеме образца, и фазой, связанной с двойниками. Последняя, по нашему мнению, характеризуется более низкой  $T_c$ , поскольку в «45°-ориентации» левый, более низкотемпературный максимум является основным, в то время как для «параллельной ориентации» основным является правый, более высокотемпературный максимум. При обратимом изменении  $P$  изменения  $T_c$  полностью обратимые.

Отметим, что относительное изменение объема образца, оцененное по данным о сжимаемости [59], составляет порядка 5%, что совпадает с относительными изменениями  $T_c$  в обеих ориентациях для обеих фаз.

### 2.2. Аппроксимация температурной зависимости сопротивления

Измерения в «45°-ориентации» дают такую же температурную зависимость сопротивления  $\rho(T)$ , как для «параллельной ориентации», т.е.  $\rho(T)$  имеет металлоподобный вид [56,60]. Это означает, что в обеих ориентациях  $\rho(T)$  можно описать стандартной формулой Блоха–

Грюнайна, учитывая также возникновение флуктуационной проводимости вблизи  $T_c$ . Для последней использовали 3D-модель Асламазова–Ларкина [1,15]. Поэтому общее выражение для сопротивления имеет вид

$$\rho(T) = (\rho_{\text{met}}^{-1} + \Delta\sigma_{AL})^{-1}, \quad (1)$$

$$\rho_{\text{met}}(T) = \frac{\rho_0 + \rho_{\text{ph}}}{1 + C_0 \exp\left(-\frac{T_1}{T}\right)},$$

$$\rho_{\text{ph}} = C_n \left(\frac{T}{\theta}\right)^{n\theta/T} \int_0^{\theta/T} \frac{x^n e^{-x}}{(e^x - 1)^2} dx, \quad (2)$$

$$\Delta\sigma_{AL} = \frac{e^2}{16\hbar\xi_c(0)\sqrt{2\varepsilon_0 \text{sh}(2\varepsilon/\varepsilon_0)}}, \quad (3)$$

где  $\rho_0$  — остаточное сопротивление;  $\rho_{\text{ph}}$  вызвано рассеянием носителей заряда на фононах, для случая преобладания межзонного рассеяния  $n = 3$ ;  $\theta$  — температура Дебая; множитель  $[1 + C_0 \exp(-T_1/T)]^{-1}$  описывает отклонение зависимости  $\rho_{\text{met}}(T)$  от линейного хода при высоких температурах и может быть связан, например, с влиянием одной из электронных зон, энергия дна которой выше энергии Ферми на величину  $kT_1$  [61,62]. Более подробно такие отклонения в сплавах рассмотрены в [63–66].

В (3)  $\varepsilon = \ln(T/T_c)$ ,  $T > T_c$ ,  $\xi_c(0)$  — поперечная длина когерентности,  $\varepsilon_0 = \ln(T_{\text{fluct}}/T_c)$ ,  $T_{\text{fluct}}$  — характеристическая температура, выше которой сверхпроводящие флуктуации отсутствуют [67].

Отметим, что возникновение флуктуационных куперовских пар выше  $T_c$  вызывает уменьшение плотности одноэлектронных состояний на уровне Ферми, то есть приводит к возникновению псевдощели при  $T \approx T_{\text{fluct}}$  [1].

Подгонка формул (1)–(3) к экспериментальным результатам позволяет получить параметры аппроксимации для каждой экспериментальной зависимости  $\rho(T)$ . Наличие двух фаз приводит к тому, что полученные параметры являются эффективными, т.е. характеризуют образец в целом. Несмотря на это, средняя по интервалу  $T_c$ –300 К погрешность аппроксимации по (1)–(3) составляет около 1%. Поэтому можно предположить, что эти фазы весьма близки друг к другу, по крайней мере по электротранспортным свойствам.

Отметим, что, как и в [56], производные  $d\rho/dT$ , вычисленные из (1)–(3), адекватно аппроксимируют поведение  $d\rho/dT$ , вычисленных из экспериментальных данных во всем интервале подгонки. На температурных зависимостях этих производных, кроме максимумов, связанных со сверхпроводящим переходом, наблюдается максимум в нормальном состоянии в области 170–200 К. Учитывая эти обстоятельства, можно сказать, что в исследованном интервале температур линейная зависимость  $\rho(T)$  вообще не наблюдается.

2.3. Влияние давления на параметры температурной зависимости сопротивления при различной ориентации измерительного тока относительно двойниковых границ

На рис. 2(а), (б) показано влияние двойников на параметры рассеяния носителей заряда на фонах при обратимом изменении давления — диаграммы  $\theta$ - $P$  и  $C_3$ - $P$  (уравнение (2)).

Видно, что в «параллельной ориентации» обратимое изменение давления вызывает обратимое же изменение обоих параметров, причем изменение  $\theta$  весьма мало по сравнению с изменениями в «45°-ориентации». Знаки «истинного» и «релаксационного» эффектов давления совпадают. Отметим, что в «параллельной ориентации» для  $\theta$  «релаксационный» эффект после нагружения отсутствует. Поскольку  $\Delta\theta/\theta \approx -\Delta V/V + \Delta f/f$  ( $\Delta V$  — изменение объема элементарной ячейки,  $\Delta f$  — изменение силовых констант), в «параллельной ориентации»

$\Delta\theta/\theta \approx -1\%$  (рис. 2(а), участок  $1^* \rightarrow 2^*$ ),  $\Delta V/V \approx -5\%$  [59], то  $\Delta f/f \approx -6\%$  — уменьшение объема сопровождается уменьшением силовых констант.

В «45°-ориентации» изменение параметров рассеяния на фонах не является полностью обратимым — выдержки при  $P = 0$  в течение 3 суток недостаточно для возвращения их к исходным значениям (участки  $5 \rightarrow 1$ ). «Истинный» эффект давления четко выражен и сравним с «релаксационным». Знаки «истинного» и «релаксационного» эффектов давления противоположные, за исключением процесса нагружения для  $C_3$  (участки  $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$ , рис. 2(б)). Поскольку  $\Delta\theta/\theta \approx 8\%$  (рис. 2(а), участок  $1 \rightarrow 2$ ), а  $\Delta V/V \approx -5\%$  [19], то в «45°-ориентации»  $\Delta f/f \approx +3\%$  — уменьшение объема сопровождается увеличением силовых констант.

Разные знаки «истинного» и «релаксационного» эффектов означают, что при увеличении давления образуются структуры с неравновесным, избыточно малым объемом, который затем, в процессе выдержки при  $P = 4,8$  кбар, увеличивается до равновесного при этом давлении значения, вероятно, за счет диффузии лабильного кислорода. При сбросе давления происходит избыточное увеличение объема, которое затем релаксирует также посредством диффузии кислорода. Для  $C_3$  такое неравновесное завышенное значение достигается при разгрузке и потом уменьшается, стремясь, вероятно, к начальному значению, но не достигая его за 3 суток.

Таким образом, в фазе, связанной с двойниками, под давлением могут возникать неравновесные решеточные конфигурации, а также увеличиваются силовые константы.

На рис. 3 представлено изменение остаточного сопротивления  $\rho_0$  образцов для обеих ориентаций относительно двойниковых границ. Видно, что для «45°-ориен-

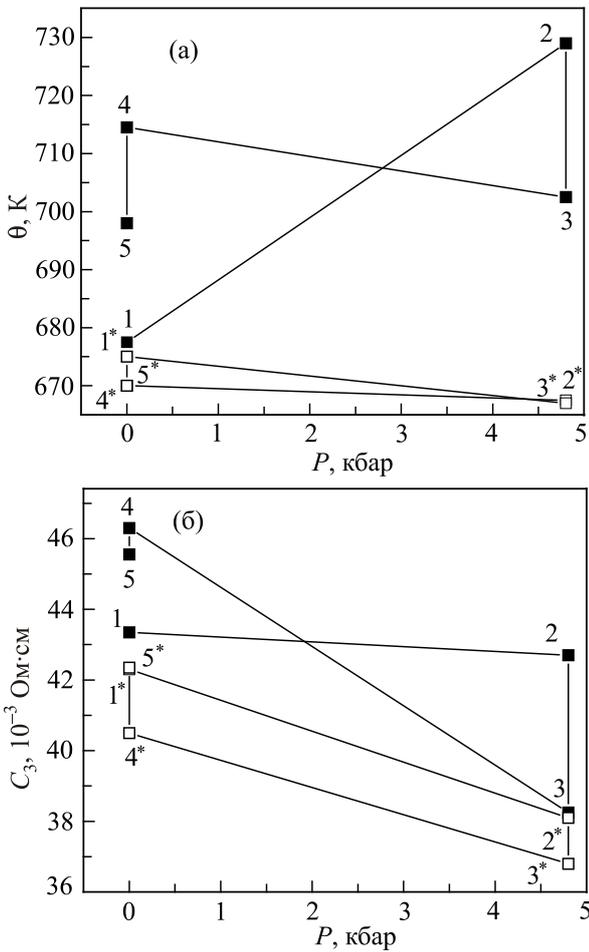


Рис. 2. Влияние двойников на температуру Дебая (а) и параметр  $C_3$  (б) при обратимом изменении давления: «45°-ориентация» (■); «параллельная ориентация» (□) [56]. Цифровые обозначения состояния образцов такие же, как на рис. 1; \* — состояния в «параллельной ориентации».

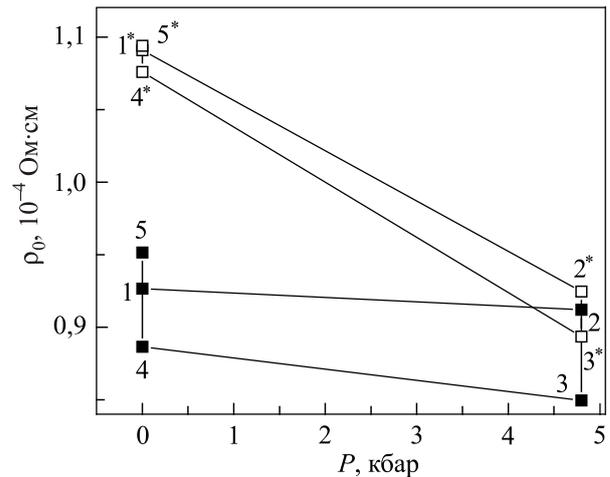


Рис. 3. Влияние двойников на остаточное сопротивление: «45°-ориентация» (■); «параллельная ориентация» (□) [56]. Цифровые обозначения состояния образцов такие же, как на рис. 1 и 2.

тации» «релаксационный» эффект давления ( $P = 4,8$  кбар, участки  $2 \rightarrow 3$  и  $4 \rightarrow 5$ ) значительно больше, чем «истинный» эффект давления (участки  $1 \rightarrow 2$  и  $3 \rightarrow 4$ ). Это также может быть связано с перераспределением лабильного кислорода между фазами.

При «параллельной ориентации» (рис. 3) преобладает «истинный» эффект давления, связанный, очевидно, с уменьшением объема образца, что, в свою очередь, вызывает изменение его электронных свойств. Поскольку этот эффект для «45°-ориентации» весьма мал, можно предположить, что уменьшение  $\rho_0$  за счет повышения плотности электронов компенсируется увеличением  $\rho_0$  вследствие повышения плотности дефектов. Знаки «истинного» и «релаксационного» эффектов давления совпадают для обеих ориентаций.

На рис. 4(а) и (б) приведены параметры флуктуационной проводимости: длина когерентности вдоль оси  $c$ ,  $\xi_c(0)$ , и интервал существования флуктуационной проводимости,  $\Delta T_{\text{fluct}} = T_{\text{fluct}} - T_c$ .

Видно, что  $\xi_c(0)$  для «параллельной ориентации» существенно больше, чем для «45°-ориентации». В «параллельной ориентации» при нагружении, выдержке и

разгрузке (рис. 4(а), участки  $1^* \rightarrow 2^* \rightarrow 3^* \rightarrow 4^*$ )  $\xi_c(0)$  постоянно уменьшается (знак изменения  $\xi_c(0)$  одинаков), а «релаксационный» эффект давления при нагружении меньше, чем при разгрузке. Это позволяет предположить, что сложные процессы релаксации электронной и фононной подсистем, инициированные нагружением, продолжают и при разгрузке, препятствуя полной обратимости процесса. В то же время в «45°-ориентации» процесс обратимый, т.е. времена релаксации меньше. В данном случае можно предположить, что большим  $\xi_c(0)$  соответствуют большие времена релаксации.

Интервал существования флуктуационной проводимости  $\Delta T_{\text{fluct}}$  (рис. 4(б)) в «45°-ориентации» практически не зависит от давления, в то время как в «параллельной ориентации» наблюдается значительный «истинный» эффект, менее выраженный «релаксационный» эффект, величина  $\Delta T_{\text{fluct}}$  больше и не наблюдается возврат к начальной величине после 3-дневной выдержке при  $P = 0$ , как и для  $\xi_c(0)$ . Таким образом, в фазе с меньшей  $T_c$  интервал существования флуктуационной проводимости оказывается меньшим.

Для параметров, характеризующих «насыщение» зависимости  $\rho(T)$ ,  $C_0$  и  $T_1$ , в обеих ориентациях «релаксационный» эффект при нагружении практически отсутствует, в то время как при разгрузке он сравним с «истинным».

Имея экспериментально определенные значения  $T_c$  и  $\theta$ , можно оценить константу электрон-фононного взаимодействия  $\lambda$  по формуле МакМиллана:

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

Такая оценка (при значении эффективного кулоновского псевдопотенциала  $\mu = 0$ ) дает для «параллельной ориентации»  $\lambda \approx 0,6$ , а для «45°-ориентации»  $\lambda \approx 1$ . То есть наличие фазы, связанной с двойниками, приводит к увеличению константы электрон-фононного взаимодействия.

### Выводы

Суммируя полученные результаты, можно сказать, что:

- всестороннее сжатие инициирует возникновение, наряду с исходной, новой фазы с более низкой  $T_c$ , которая наиболее ясно обнаруживает себя, когда измерительный ток пересекает плоскости двойникования;
- релаксация параметров, характеризующих рассеяние носителей заряда на фононах и дефектах, связана с перераспределением кислорода между этими фазами;
- в фазе с более низкой  $T_c$  под давлением могут возникать неравновесные решеточные конфигурации, а также увеличиваются силовые константы;

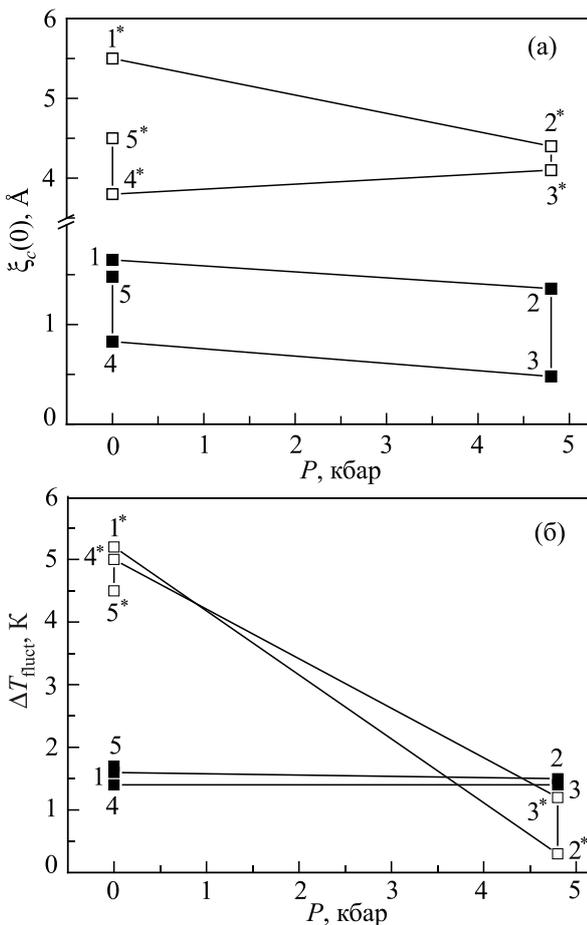


Рис. 4. Влияние двойников на параметры флуктуационной проводимости:  $\xi_c(0)$  (а) и  $\Delta T_{\text{fluct}} = T_{\text{fluct}} - T_c$  (б): «45°-ориентация» (■); «параллельная ориентация» (□) [56]. Цифровые обозначения состояния образцов такие же, как на рис. 1 и 2.

— в фазе с более низкой  $T_c$  поперечная длина когерентности  $\xi_c(0)$  и интервал существования флуктуационной проводимости оказываются меньшими, чем для исходной.

1. A. Larkin and A. Varlamov, *Theory of Fluctuations in Superconductors*, Oxford University Press, USA (2009).
2. T.A. Friedmann, J.P. Rice, J. Giapintzakis, and D.M. Ginsberg, *Phys. Rev. B* **39**, 4258 (1989).
3. A.L. Solovjov, M.A. Tkachenko, R.V. Vovk, and A. Chroneos, *Physica C* **501**, 24 (2014).
4. R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, I.L. Goulatis, and A. Chroneos, *Physica B: Condens. Matter* **435**, 88 (2014).
5. R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, O.V. Dobrovolskiy, N.R. Vovk, and Z.F. Nazyrov, *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.* **26**, 1435 (2015).
6. J. Ashkenazi, *J. Supercond. Nov. Magn.* **24**, 1281 (2011).
7. E. Babaev and H. Kleinert, *Phys. Rev. B* **59**, 12083 (1999).
8. G.D. Chryssikos, E.I. Kamitsos, J.A. Kapoutsis, A.P. Patsis, V. Psycharis, A. Koufoudakis, C. Mitros, G. Kallias, E. Gamari-Seale, and D. Niarchos, *Physica C* **254**, 44 (1995).
9. A. Chroneos, I.L. Goulatis, and R.V. Vovk, *Acta Chim. Sloven.* **54**, 179 (2007).
10. L. Mendonca Ferreira, P. Pureur, H.A. Borges, and P. Lejay, *Phys. Rev. B* **69**, 212505 (2004).
11. A.L. Solovjov, L.V. Omelchenko, R.V. Vovk, O.V. Dobrovolskiy, Z.F. Nazyrov, S.N. Kamchatnaya, and D.M. Sergeyev, *Physica B* **493**, 58 (2016).
12. G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin, and V.M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
13. L. Mendonca Ferreira, F.T. Dias, P. Pureur, H.A. Borges, P. Rodrigues, Jr., and X. Obradors, *Eur. Phys. J. B* **83**, 423 (2011).
14. S.V. Savich, A.V. Samoilov, R.V. Vovk, O.V. Dobrovolskiy, S.N. Kamchatna, Ya.V. Dolgoplova, and O.A. Chernovol-Tkachenko, *Mod. Phys. Lett. B* **30**, 1650034 (2016).
15. L.G. Aslamasov and A.I. Larkin, *Phys. Lett. A* **26**, 238 (1968).
16. P.A. Lee, N. Nagaosa, and X.G. Wen, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 17 (2006).
17. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, I.L. Goulatis, A. Chroneos, and E.V. Biletskiy, *J. Alloys Compd.* **485**, 121 (2009).
18. M.K. Wu, J.R. Ashburn, C.J. Torng, P.H. Hor, R.L. Meng, L. Gao, Z.J. Huang, Y.Q. Wang, and C.W. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 908 (1987).
19. P. Schleger, W.N. Hardy, and B.X. Yang, *Physica C* **176**, 261 (1991).
20. M.A. Obolenskii, R.V. Vovk, A.V. Bondarenko, and N.N. Chebotaev, *Fiz. Nizk. Temp.* **32**, 746 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 571 (2006)].
21. M. Akhavan, *Physica B* **321**, 265 (2002).
22. R.V. Vovk, Z.F. Nazyrov, I.L. Goulatis, and A. Chroneos, *Physica C* **485**, 89 (2013).
23. J.L. Tallon, C. Berthard, H. Shaked, R.L. Hitterman, and J.D. Jorgensen, *Phys. Rev. B* **51**, 12911 (1995).
24. R.V. Vovk, N.R. Vovk, G.Ya. Khadzhai, I.L. Goulatis, and A. Chroneos, *Solid State Commun.* **190**, 18 (2014).
25. T. Krekels, H. Zou, and G. Van Tendeloo, D. Wagener, M. Buchgeister, S.M. Hosseini, and P. Herzog, *Physica C* **196**, 363 (1992).
26. A.V. Bondarenko, V.A. Shklovskij, M.A. Obolenskii, R.V. Vovk, A.A. Prodan, M. Pissa, D. Niarchos, and G. Kallias, *Phys. Rev. B* **58**, 2445 (1998).
27. H.A. Borges and M.A. Continentino, *Solid State Commun.* **80**, 197 (1991).
28. R.V. Vovk, N.R. Vovk, G.Ya. Khadzhai, O.V. Dobrovolskiy, and Z.F. Nazyrov, *Current Appl. Phys.* **14**, 1779 (2014).
29. R.V. Vovk, N.R. Vovk, G.Ya. Khadzhai, and O.V. Dobrovolskiy, *Solid State Commun.* **204**, 64 (2015).
30. J. Kircher, M. Cardona, A. Zibold, K. Widder, and H.P. Geserich, *Phys. Rev. B* **48**, 9684 (1993).
31. R.V. Vovk, N.R. Vovk, and O.V. Dobrovolskiy, *J. Low Temp. Phys.* **175**, 614 (2014).
32. J.D. Jorgensen, P. Shiyon, P. Lightfoot, H. Shi, A.P. Paulikas, and B.M.W. Veal, *Physica C* **167**, 571 (1990).
33. R.V. Vovk, N.R. Vovk, G.Ya. Khadzhai, O.V. Dobrovolskiy, and Z.F. Nazyrov, *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.* **25**, 5226 (2014).
34. S. Sadewasser, J.S. Schilling, A.P. Paulikas, and B.M. Veal, *Phys. Rev. B* **61**, 741 (2000).
35. Д.Д. Балла, А.В. Бондаренко, Р.В. Вовк, М.А. Оболенский, А.А. Продан, *ФНТ* **23**, 1035 (1997) [*Low Temp. Phys.* **23**, 777 (1997)].
36. B.W. Veal, H. You, A. P. Paulikas, H. Shi, Y. Fang, and J.W. Downey, *Phys. Rev. B* **42**, 4770 (1990).
37. М.А. Оболенский, А.В. Бондаренко, Р.В. Вовк, А.А. Продан, *ФНТ* **23**, 1178 (1997) [*Low Temp. Phys.* **23**, 882 (1997)].
38. B. Martinez, F. Sandiumenge, S. Pinol, N. Vilalta, J. Fontcuberta, and X. Obradors, *Appl. Phys. Lett.* **66**, 772 (1995).
39. D.A. Lotnyk, R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, J. Kováč, M. Kaňuchová, M. Šefciová, V. Antal, P. Diko, A. Feher, and A. Chroneos, *J. Low Temp. Phys.* **161**, 387 (2010).
40. R.V. Vovk, N.R. Vovk, A.V. Samoilov, I.L. Goulatis, and A. Chroneos, *Solid State Commun.* **170**, 6 (2013).
41. R. Menegotto Costa, F.T. Dias, P. Pureur, and X. Obradors, *Physica C* **495**, 202 (2013).
42. R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, Z.F. Nazyrov, I.L. Goulatis, and A. Chroneos, *Physica B* **407**, 4470 (2012).
43. А.М. Косевич, *УФН* **114**, 507 (1974).
44. R.V. Vovk, Z.F. Nazyrov, M.A. Obolenskii, I.L. Goulatis, A. Chroneos, and V.M. Pinto Simoes, *Philos. Mag.* **91**, 2291 (2011).
45. H. Lutgemeier, S. Schmenn, P. Meuffels, O. Storz, R. Schollhorn, Ch. Niedermayer, I. Heinmaa, and Yu. Baikov, *Physica C* **267**, 191 (1996).

46. R.V. Vovk, Z.F. Nazarov, M.A. Obolenskii, I.L. Goulatis, A. Chroneos, and V.M.P. Simoes, *J. Alloys Compd.* **509**, 4553 (2011).
47. A. Chroneos, R.V. Vovk, I.L. Goulatis, and L.I. Goulatis, *J. Alloys Compd.* **494**, 190 (2010).
48. R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, O.V. Dobrovolskiy, Z.F. Nazarov, and A. Chroneos, *Current Appl. Phys.* **15**, 617 (2015).
49. *Physical Properties High-Temperature Superconductors I*, D.M. Ginsberg (ed.), Singapore: World Scientific (1989).
50. R. Griessen, *Phys. Rev. B* **36**, 5284 (1987).
51. А.Л. Соловьев, М.А. Ткаченко, Р.В. Вовк, М.А. Оболенский, *ФНТ* **37**, 1053 (2011) [*Low. Temp. Phys.* **37**, 840 (2011)].
52. G. Lacayo, G. Kästner, and R. Herrmann, *Physica C* **192**, 207 (1992).
53. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, Z.F. Nazarov, I.L. Goulatis, V.V. Kruglyak, and A. Chroneos, *Mod. Phys. Lett. B* **25**, 2131 (2011).
54. А.В. Бондаренко, В.А. Шкловский, Р.В. Вовк, М. Оболенский, А.А. Продан, *ФНТ* **23**, 1281 (1997) [*Low Temp. Phys.* **23**, 962 (1997)].
55. R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, O.V. Dobrovolskiy, Z.F. Nazarov, and A. Chroneos, *Physica C* **516**, 58 (2015).
56. R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, O.V. Dobrovolskiy, S.N. Kamchatna, and A. Chroneos, *Mod. Phys. Lett. B* (to be published).
57. M. Kläser, J. Kaiser, F. Stock, G. Müller-Vogt, and A. Erb, *Physica C* **306**, 188 (1998).
58. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, A.V. Bondarenko, I.L. Goulatis, and A.I. Chroneos, *J. Mater. Sci.: Mater. Electron* **18**, 811 (2007).
59. J.S. Olsen, S. Steenstrup, J. Johannsen, and L. Gerward, *Z. Phys. B: Condens. Matter* **72**, 165 (1988).
60. L. Colquitt, *J. Appl. Phys.* **36**, 2454 (1965).
61. F. Claisse, M. Cormier, and C. Frigout, *High Temp.–High Press.* **4**, 395 (1972).
62. В.И. Белецкий, О.А. Гавренко, Б.А. Мерисов, М.А. Оболенский, А.В. Сологубенко, Г.Я. Хаджай, Х.Б. Чашка, *ФНТ* **24**, 360 (1998) [*Low Temp. Phys.* **24**, 273 (1998)].
63. P.B. Allen, *Theory of Resistivity “Saturation” in Superconductivity in D- and F-Band Metals*, H. Suhl and M.B. Maple (eds.), Academic Press, A Subsidiary of Harcourt Brace Jovanovich, Publishers, New York, London, Toronto, Sydney, San Francisco (1980).
64. T. Aisaka and M.J. Shimizu, *Phys. Soc. Jpn.* **28**, 646 (1970).
65. Е.А. Жураковский, В.Ф. Немченко, *Кинетические свойства и электронная структура фаз внедрения*, Наукова думка, Киев (1989).
66. В.Ф. Гантмахер, *Электроны в неупорядоченных средах*, Физматлит, Москва (2013).
67. B. Leridon, A. Défossez, J. Dumont, J. Lesueur, and J.P. Contour, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 197007-1 (2001).

The role of twins in the change of the conductivity characteristics of HoBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub> single crystal in a reversible change of hydrostatic pressure

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

The in-plane electrical resistivity of HoBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub> single crystal ( $T_c = 62\text{--}66$  K) in the range of  $T_c\text{--}300$  K has been investigated under conditions, when the measuring current flows parallel to twins, or at an angle of  $45^\circ$  to them in the process of reversible changes in hydrostatic pressure. The analysis of the changes in  $T_c$ , the parameters of the Bloch-Grüneisen equation and the fluctuation conductivity parameters in the model Aslamazov–Larkin was made. The application of pressure contributes to the appearance of the second phase with a lower  $T_c$ , which is more clearly seen in the case of measuring current crossing the twinning plane. In this case, the transverse coherence length and the interval of the existence of the fluctuation conductivity are smaller than in the first configuration. The relaxation of parameters characterizing the scattering of charge carriers by phonons and defects associated with the redistribution of oxygen between the two phases.

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

Keywords: high-temperature superconductors, electrical resistivity, hydrostatic pressure, phonons, fluctuation conductivity, relaxation.