

Анализ флуктуационной проводимости в $Y_{0.5}Cd_{0.5}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ © В.М. Алиев¹, Г.И. Исаков², Дж.А. Рагимов¹, Р.И. Селим-заде³, Г.А. Алиева¹¹ Институт Физики министерства науки и образования Азербайджана, Баку, Азербайджан² Азербайджанский медицинский университет, Баку, Азербайджан³ Институт НХП Министерства науки и образования Азербайджана, Баку, Азербайджан

E-mail: v_aliev@bk.ru

Поступила в Редакцию 3 декабря 2022 г.

В окончательной редакции 22 декабря 2022 г.

Принята к публикации 28 декабря 2022 г.

Проведено исследование влияния замещения до 50% иттрия на кадмий в поликристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ на механизм образования избыточной проводимости. Установлено, что подобное замещение привело к значительному возрастанию удельного сопротивления $Y_{0.5}Cd_{0.5}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$, а значение критической температуры перехода T_c в сверхпроводящее состояние уменьшается. Механизм образования флуктуационной проводимости (T) вблизи T_c рассмотрен в рамках теории Асламазова–Ларкина. Были определены температура Гинзбурга, критическая температура в приближении среднего поля, температура 3D-2D кроссовера. Показано, что допирование $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ кадмием приводит к росту длины когерентности вдоль оси c в 3.2 раза. Анализ избыточной проводимости образца $Y_{0.5}Cd_{0.5}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ в рамках модели локальных пар позволил определить температурные зависимости псевдощели и ее максимальное значение.

Ключевые слова: сверхпроводимость, флуктуационная проводимость, псевдощель, длина когерентности.

DOI: 10.21883/FTT.2023.03.54737.546

1. Введение

Анализ экспериментальных результатов явлений переноса заряда в металлооксидных высокомолекулярных сверхпроводниках (ВТСП) затруднен рядом факторов: сложная кристаллическая структура [1–3] неомогенное распределение структурных дефектов [4], возможность образования кластеров и создание межзеренных границ [5]; неоднородность поликристаллических образцов [6], обусловленная особенностями технологических процессов синтеза, и т. п.

У ряда ВТСП соединений помимо обычных для сверхпроводников свойств, наблюдается интересное явление: в нормальной фазе ВТСП в секторе возбуждения открывается псевдощель (ПЩ) при некоторой характеристической температуре $T^* \gg T_c$ (T_c — критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние) [7–10]. Выяснение физики формирования ПЩ, присущее купратам [11,12], даст возможность ответить на ряд вопросов механизма сверхпроводящего (СП) спаривания в ВТСП.

Одним из направлений исследований ВТСП с активной плоскостью CuO_2 является улучшение их СП характеристик за счет изоморфных замещений одного из компонентов [13–20]. С этой точки зрения соединение $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (YBCO) привлекательно возможностью широкого варьирования состава методом замены иттрия его изоэлектронными аналогами, или изменением степени кислородной нестехиометрии. Отметим, что итрий в составе YBCO легко замещается большинством лантанидов и другими элементами [1,21–30], что обычно не

приводит к ухудшению СП свойств исходного состава. Исключение составляет празеодим, т.к. PrBCO — диэлектрик [31,32].

Ранее в [33] нами был произведен анализ флуктуационной проводимости в составах $Y_{1-x}Cd_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($x = 0-0.4$). В представленной работе продолжены исследования нормального состояния $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (Y1) и $Y_{0.5}Cd_{0.5}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ (Y2) в области температур $T^* > T > T_c$, с целью определения их физических характеристик, а так выявления возможности появления ПЩ состояния в составе $Y_{0.5}Cd_{0.5}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$. Анализ экспериментальных результатов проводился на основе выделения избыточной проводимости выше T_c в рамках модели локальных пар (ЛП) [12,18,20] в рамках флуктуационной теории Асламазова–Ларкина (АЛ) и Хиками–Ларкина (ХЛ) [34,35] вблизи T_c . Вблизи температуры T_c флуктуационная проводимость (ФЛП) $\Delta\sigma(T)$ образцов Y1 и Y2 хорошо описывается трехмерным (3D) уравнением теории АЛ, что типично для ВТСП [1,11,32]. Анализ температурной зависимости псевдощели производился в рамках модели локальных пар, разработанной в [11,36,37].

2. Эксперимент

Выбор объекта исследований: ВТСП материал $Y-Ba-Cu-O$ с замещением иттрия на кадмий был обусловлен гетеревалентностью иттрия и кадмия, а также близостью их ионных радиусов (соответственно 0.90 и 0.95 Å).

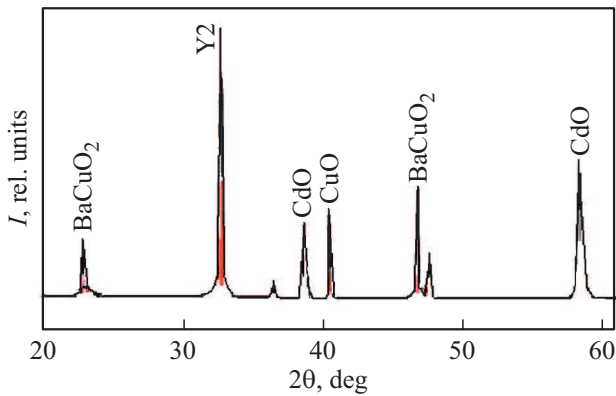


Рис. 1. Рентгенограмма образца $Y_{0.5}Cd_{0.5}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$.

Поликристаллические соединения $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и $Y_{0.5}Cd_{0.5}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ были получены по методике, апробированной в [23,28]. На первом этапе исходные компоненты в стехиометрическом соотношении перемешивались и отжигались в воздушной среде при температуре 1120 К в течение 25 h. На втором этапе полученные составы отжигались в среде кислорода (при давлении 1.2–15 atm) при температуре 1190 К в течение 25 h, затем подвергались медленному охлаждению до комнатной температуры. Установлено, что при замещении иттрия до 50% кадмием в составе $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ сверхпроводящий переход сохраняется при $T_c \sim 84.6$ К.

Образцы размерами $8 \times 4 \times 3$ mm вырезались из пресованных таблеток (диаметром 12, толщиной 3 mm) синтезированных поликристаллов. Электрическое сопротивление измерялось по стандартной четырехзондовой схеме. Токковые контакты создавались путем нанесения серебряной пасты с последующим подсоединением серебряных проводов диаметром 0.05 mm к торцам поликристалла, чтобы обеспечить равномерное растекание тока по образцу. Также создавались и потенциальные контакты, которые располагались на поверхности образца в его средней части. Затем проводился трехчасовой отжиг при температуре 200°C в атмосфере кислорода. Такая процедура позволяла получить переходное сопротивление контактов менее 1 Ω и проводить резистивные измерения при транспортных токах до 10 mA в ab -плоскости.

С целью исследования состава полученного $Y_{0.5}Cd_{0.5}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ ВТСП материала был подвергнут рентгеноструктурного анализа. Результат исследования представлено на рис. 1.

Рентгеноструктурного анализ показал, что кроме основного материала $Y_{0.5}Cd_{0.5}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ в рентгене существуют и оксиды BaO_2 , $BaCuO_2$ и CdO . Однако отметим, что в различных составах СП поликристаллов всегда, помимо основных кристаллических гранул, существуют различные оксиды.

Мы считаем, что различие величин ионного радиуса Y и Cd приводит к искажению кристаллической структуры

YBCO. Это приводит к образованию дефектов в структуре и возникновению в кристаллической структуре пиннингов. Образованные пиннинги снижают вероятность расщепления куперовских пар и создают возможность перехода в сверхпроводящее состояние ВТСП материала имеющего высокое значение сопротивления в нормальной фазе.

3. Результаты и их обсуждение

3.1. Резистивные свойства

На рис. 2 представлены температурные зависимости удельного сопротивления $\rho(T) = \rho_{ab}(T)$ исследованных поликристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (a) и $Y_{0.5}Cd_{0.5}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ (b).

Ход температурной зависимости удельных сопротивлений образцов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и $Y_{0.5}Cd_{0.5}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ в нормальной фазе хорошо экстраполируется выражением $\rho_n(T) = \rho_0 + kT + BT^2$ (здесь B и k некоторые постоянные (для Y1: $\rho_0 = 18.37 \mu\Omega \cdot cm$, $B = 0.000227$ и $k = 0.08$; а для Y2: $\rho_0 = 451.6 \mu\Omega \cdot cm$, $B = 0.00175$ и $k = 0.8$)).

Отметим, что вклад квадратичного слагаемого значительно меньше вклада линейной составляющей, поэтому можно практически зависимость $\rho_n(T)$ считать линейной.

Такая зависимость удельного сопротивления образцов Y1 и Y2, экстраполированная в область низких температур, была использована для определения избыточной проводимости $\Delta\sigma(T)$ согласно

$$\Delta\sigma(T) = \rho^{-1}(T) - \rho_n^{-1}(T). \quad (1)$$

Как видно на рис. 2, значение критической температуры образцов системы $YBaCuO$ при допировании Cd в

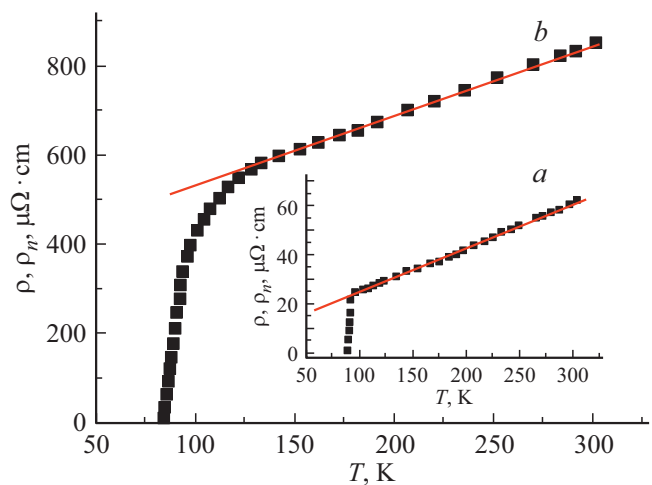
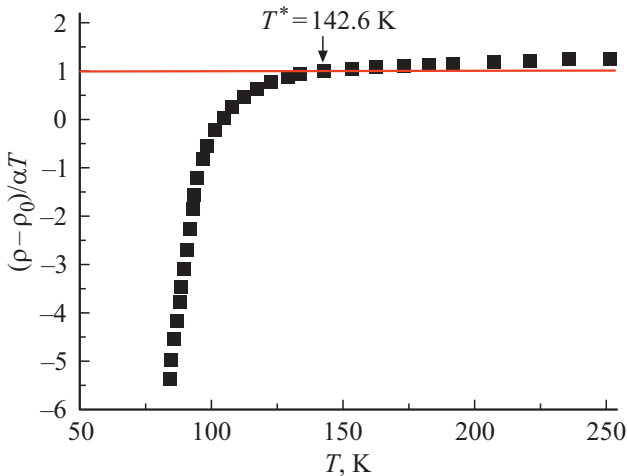


Рис. 2. Температурные зависимости удельного сопротивления ρ образцов: a — $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (Y1) [33] и b — $Y_{0.5}Cd_{0.5}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ (Y2). Прямые представляют зависимости $\rho_n(T)$, экстраполированные в область низких температур.

Таблица 1. Параметры образцов $Y_{0.5}Cd_{0.5}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ и $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, полученные из анализа флуктуационной проводимости

YBCO (Cd)	ρ (300 K), $\mu\Omega \cdot cm$	ρ (100 K), $\mu\Omega \cdot cm$	T_c , K	T_c^{mf} , K	T_G , K	T_0 , K	$\xi_c(0)$, Å	Литература
Y1 ($x = 0$)	60	24	90.2	91.99	92.1	92.8	1.1	[33]
Y2 ($x = 0.5$)	847	423	84.6	87.1	88	89.6	3.51	—

**Рис. 3.** Метод определения T^* образца $Y_{0.5}Cd_{0.5}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ по критерию $[\rho(T) - \rho_0]/\alpha T = 1$.

рассмотренном случае сохраняется вблизи ~ 85 K. При этом удельное сопротивление $\rho(T)$ образца Y2 в нормальной фазе при 300 K по сравнению с $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ увеличивается почти в 14 раза (табл. 1).

В интервале температур выше $T^* = (142.2 \pm 0.5)$ K до 300 K зависимость $\rho(T)$ допированного образца Y2 линейная с наклоном $d\rho/dT = 0.38 \mu\Omega \cdot cm/K$ (рис. 1, b). Более точный метод определения T^* основан на использовании критерия $[\rho(T) - \rho_0]/\alpha T = 1$, который получается трансформацией уравнения прямой линии [38], где ρ_0 — остаточное сопротивление, отсекаемое этой линией на оси ординат при $T = 0$ K. В этом случае T^* определяется как температура отклонения $\rho(T)$ от 1 [32,38] (рис. 3).

3.2. Анализ флуктуационной проводимости

Флуктуационная проводимость в исследованных образцах определялась из анализа избыточной проводимости $\Delta\sigma(T)$ по разности между измеряемым сопротивлением $\rho(T)$ и линейным нормальным сопротивлением образца $\rho_n(T) = aT + \rho_0$, экстраполированным в область низких температур [11,39–42]. Очевидно, что найденная при этом избыточная проводимость $\Delta\sigma(T)$, определяемая уравнением (1), должна содержать информацию о температурной зависимости как ФЛП, так и ПЩ [11,32,39–42].

С целью определения ФЛП в рамках модели локальных пар (ЛП) [11,39] прежде всего необходимо опреде-

лить критическую температуру в приближении среднего поля, которая отделяет область ФЛП от области критических флуктуаций [11,43], т. е. флуктуаций СП параметра порядка Δ_0 непосредственно вблизи T_c (где $\Delta_0 < k_B T$), не учтенных в теории Гинзбурга–Ландау [43]. T_c^{mf} — важный параметр как для анализа ФЛП, так и ПЩ, поскольку определяет приведенную температуру

$$\varepsilon = (T/T_c^{mf} - 1), \quad (2)$$

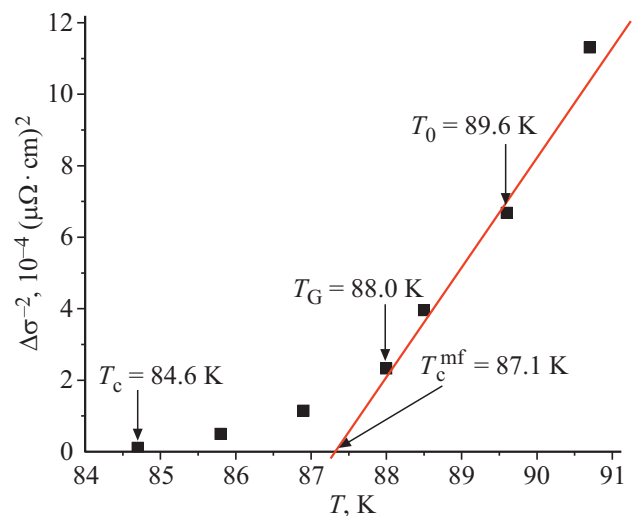
которая входит во все уравнения данной работы.

Метод определения T_c^{mf} для образца Y2 на основе анализа температурной зависимости представлен на рис. 4.

По данным рис. 4 определены температура T_c СП перехода, T_G — температура Гинзбурга, до которой справедлива теория среднего поля при уменьшении температур [44,45] и T_0 — температура 3D–2D кроссовера, ограничивающая область 3D–АЛ флуктуаций сверху [35,46].

Флуктуационная проводимость для исследованных образцов определялась по уравнению (1).

В работах [11,39,42] показано что, линейная температурная зависимость сопротивления в области высоких температур — отличительная особенность нормального состояния ВТСП купратов, которая характеризуется стабильностью поверхности Ферми [42]. Ниже температуры открытия ПЩ, возможно, происходит перестройка

**Рис. 4.** Температурная зависимость обратного квадрата избыточной проводимости $\Delta\sigma^{-2}(T)$ поликристалла $Y_{0.5}Cd_{0.5}Ba_2Cu_3O_y$, определяющая T_c^{mf} образца Y2. Стрелками обозначены характеристические температуры T_c , T_G и T_0 .

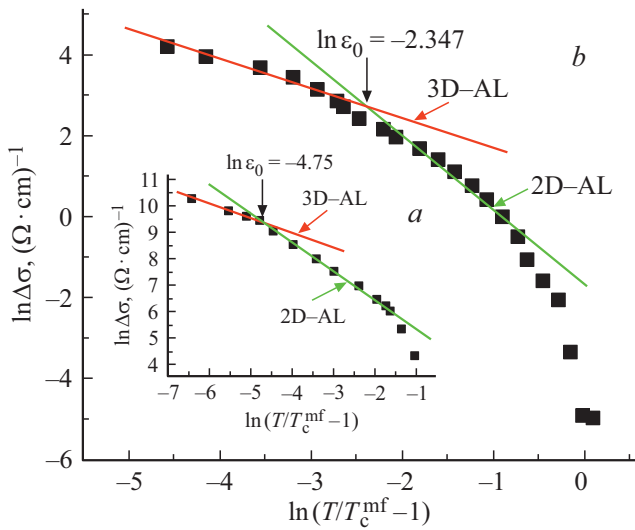


Рис. 5. Зависимости логарифма избыточной проводимости от $\ln(T/T_c-1)$ образцов Y1 [33] и Y2. Сплошные линии — расчет в рамках теории Асламазова–Ларкина.

поверхности Ферми [8,42]. В результате при $T \leq T^*$ не только меняются практически все свойства ВТСП и зависимость $\rho(T)$ отклоняется от линейной зависимости [7,39–42], но и уменьшается плотность носителей заряда на уровне Ферми [47,48], что, по определению, и называется псевдощелью [1,7–12]. Очевидно, что возникающая при этом избыточная проводимость $\Delta\sigma(T)$, определяемая уравнением (1), должна содержать информацию о температурной зависимости как ФЛП, так и ПЩ [11,32,39–42]. Этот подход был использован для анализа $\Delta\sigma(T)$ образца Y1.

В ВТСП вблизи T_c длина когерентности вдоль оси c , больше соответствующего размера элементарной ячейки YBCO $d = c = 11.7 \text{ \AA}$ [33], и флуктуационные куперовские пары (ФКП) взаимодействуют во всем объеме сверхпроводника. Соответственно, это область 3D флуктуаций. В результате до температуры 3D–2D кроссовера $T_0 > T_c^{mf}$ проводимость $\Delta\sigma(\varepsilon)$ всегда экстраполируется флуктуационным вкладом теории Асламазова–Ларкина [34] для 3D систем [11,39–41]:

$$\Delta\sigma_{AL3D} = C_{3D} \{e^2/[32\hbar\xi_c(0)]\} \varepsilon^{-1/2}. \quad (3)$$

Отсюда легко получается, что $\Delta\sigma^{-2}(T) \sim \varepsilon \sim (T-T_c^{mf})$. Как показано на рис. 3, для образца Y2, экстраполированная линейная зависимость $\Delta\sigma^{-2}(T)$ обращается в нуль при $T = T_c^{mf}$ [(46)43]. Определив T_c^{mf} , можно построить зависимость $\ln\Delta\sigma$ от $\ln\varepsilon$ для образцов Y1 и (рис. 4).

Из рис. 5 видно, что, вблизи T_c ФЛП во всех случаях хорошо аппроксимируется флуктуационным вкладом АЛ для 3D систем (3) (прямые линии 3D–АЛ с наклоном $\lambda = -1/2$). Это означает, что классическая 3D ФЛП всегда реализуется в купратных ВТСП, когда T стремится к T_c и $\xi_c(T) > d$ [11,32,39,41]. Выше T_0 зависимость

$\ln\Delta\sigma$ от $\ln\varepsilon$ резко меняет наклон. Такая зависимость с наклоном $\lambda = -1$ характерна для 2D–АЛ флуктуаций [34]:

$$\Delta\sigma_{AL2D} = C_{2D} \{e^2/[16\hbar d]\} \varepsilon^{-1}. \quad (4)$$

Таким образом, при температуре T_0 , значение которой приведены в табл. 1, происходит 3D–2D кроссовер. Очевидно, что $\xi_c(T_0) = d$, откуда получаем

$$\xi_c(0) = d\sqrt{\varepsilon_0}. \quad (5)$$

3.3. Анализ величины и температурной зависимости псевдощели

Как отмечалось выше, в купратах при $T < T^*$ происходит уменьшение плотности электронных состояний квазичастиц на уровне Ферми [12,47–49] (причина этого явления еще до конца не выяснена), что создает условия образования псевдощели в спектре возбуждений [10–12,44] и в конечном итоге приводит к образованию избыточной проводимости. Величина и температурная зависимость псевдощели в исследованных образцах была проанализирована в рамках ЛП модели [11,50] с учетом предсказываемого теорией [51–53] для ВТСП перехода от бозе-эйнштейновской конденсации (БЭК) к режиму БКШ при уменьшении температуры в интервале $T^* < T < T_c$. Отметим, что избыточная проводимость существует именно в этом интервале температур, где фермионы предположительно образуют пары — так называемые сильно связанные бозоны (ССБ) [10,11,51–53]. Псевдощель характеризуется некоторым значением энергии связи $\varepsilon_b \sim 1/\xi^2(T)$, обуславливающей создание таких пар [51–53], которая уменьшается с температурой, поскольку длина когерентности куперовских пар $\xi(T) = \xi(0)(T/T_c-1)^{-1/2}$, напротив, возрастает при уменьшении T [40]. Поэтому, согласно ЛП модели, ССБ трансформируются в ФКП при приближении T к T_c (БЭК–БКШ переход), что становится возможным благодаря исключительно малой длине когерентности $\xi(T)$ в купратах [11,42,54–56].

Из проведенных нами исследований можно оценить величину и температурную зависимость ПЩ, на основе температурной зависимости избыточной проводимости во всем интервале температур от T^* до T_c согласно [11,50,56]:

$$\Delta\sigma(\varepsilon) = \left\{ \frac{A(2 - T/T^*)[\exp(-\Delta^*/T)]e^2}{16\hbar\xi_c(0)\sqrt{2\varepsilon_0^* \text{sh}(2\varepsilon/\varepsilon_0^*)}} \right\}, \quad (6)$$

где $(1 - T/T^*)$ определяет число пар, сформированных при $T \leq T^*$: $a \exp(-\Delta^*/T)$ — число пар, разрушаемых тепловыми флуктуациями ниже температуры БЭК–БКШ перехода. Коэффициент A имеет тот же смысл, что и коэффициенты C_{3D} и C_{2D} в уравнении (3) и (4).

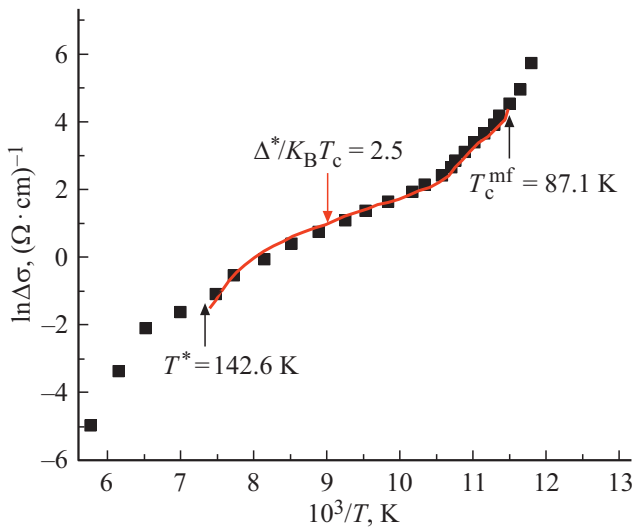


Рис. 6. Зависимости логарифма избыточной проводимости от обратной температуры поликристалла $Y_{0.5}Cd_{0.5}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$, сплошные линии — аппроксимация уравнения (6) с параметрами, приведенными в тексте.

Решение уравнения (6) дает величину Δ^* :

$$\Delta^*(T) = T \ln \left\{ \frac{A(1 - T/T^*)e^2}{\Delta\sigma(T)16\hbar\xi_c(0)\sqrt{2\varepsilon_0^* \text{sh}(2\varepsilon/\varepsilon_0^*)}} \right\}, \quad (7)$$

где $\Delta\sigma(T)$ — определяемая в эксперименте избыточная проводимость.

На рис. 6 представлены зависимости логарифма избыточной проводимости образца Y2 от обратной температуры. Выбор таких координат обусловлен сильной чувствительностью линейного участка $\ln \Delta\sigma(1/T)$ к величине $\Delta^*(T_c)$ в уравнении (6), что позволяет оценить этот параметр с большой точностью (это нужно для нахождения коэффициента A) [11,(49)50,57]. В работах [1,32,39] также показано, что в этих координатах форма теоретической кривой оказалась очень чувствительной к величине $\Delta^*(T_G)$. Зависимости $\ln \Delta\sigma(1/T)$ были рассчитаны согласно методике, апробированной в [20,58]. Кроме того, предполагается, что $\Delta^*(T_G) = \Delta_0(0)$, где Δ_0 — СП щель [55,56]. Подчеркнем, что именно величина $\Delta^*(T_G)$ определяет истинное значение ПЩ и используется для оценки величины соотношения БКШ $D^* = 2\Delta_0(0)/k_B T_c = 2\Delta^*(T_G)/k_B T_c$ в конкретном ВТСП образце [1,32,39]. Лучшая аппроксимация зависимости $\ln \Delta\sigma$ от $1/T$ уравнением (6) для образца Y2 достигается при $D^* = 5 \pm 0.2$.

В уравнения (6) и (7) входит ряд параметров, которые в рамках ЛП модели также определяются из эксперимента [32,40]. Помимо T_c , $\xi_c(0)$ и ε , которые получаются из резистивных измерений и анализа ФЛП, в оба уравнения входят коэффициент A , который имеет тот же смысл, что и C -фактор в теории ФЛП, и теоретический параметр ε_0^* [49–51]. Согласно [59,60] оптимальная аппроксимация для ВТСП материала достигается при

Таблица 2. Параметр псевдощелевого анализа ВТСП материала $Y_{0.5}Cd_{0.5}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$

YBCO (Cd)	T^* , К	A^*	T_m , К	D^* , К	$\Delta^*(T_m)$, К	$\Delta^*(T_G)$, К
Y2 ($x=0.5$)	142.6	16.6	122.6	2.5	660	385

значениях $2\Delta^*(T)/k_B T \approx 5-7$. Для образца Y2 значение $2\Delta^*(T_c)/k_B T_c = 5$. В результате из ЛП анализа для образца Y2 были получены значения A равные 16.6.

На основе полученных параметра образца Y2 были рассчитаны зависимости $\Delta\sigma(\varepsilon)$ по уравнению (7) и, сопоставляя теорию с экспериментом в области 3D–AL флуктуаций вблизи T_c , где $\ln \Delta\sigma(\ln \varepsilon)$ — линейная функция приведенной температуры ε с наклоном $\lambda = -1/2$ [32,40,59] было получено хорошее согласие уравнения (6) с экспериментом в интервале температур от T^* до T_G . Эта особенность относится к одним из основных свойств большей части ВТСП [11,40,49–51]. Можно предположить, что уравнение (7) дает надежные значения величины и температурной зависимости ПЩ.

Температурная зависимость и величина параметра псевдощели $\Delta^*(T)$ (рис. 6) были рассчитаны на основе уравнения (7) с параметрами, приведенными в табл. 1 и 2. Как отмечается в [11,48], величина коэффициента A подбирается из условия совпадения температурной зависимости $\Delta\sigma$ (урав. 6), полагая $\Delta^* = \Delta^*(T)$ с экспериментальными данными в области 3D флуктуаций вблизи T_c .

Из представленных на рис. 7 данных также видно, что с понижением температуры величина псевдощели сначала возрастает, затем, пройдя через максимум, уменьшается. Это уменьшение обусловлено трансформацией ССБ в ФКП в результате БЭК–БКШ перехода,

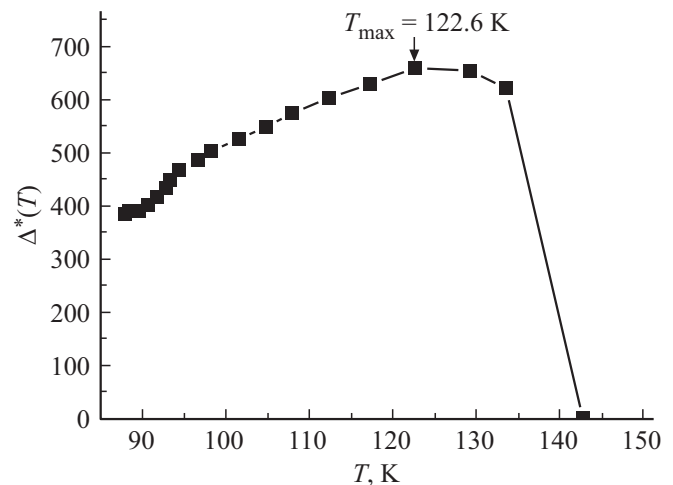


Рис. 7. Температурные зависимости расчетной величины псевдощели образца Y2 с параметрами, приведенными в тексте. Стрелки показывают максимальные значения величины псевдощели.

сопровождается увеличением избыточной проводимости при $T \rightarrow T_c$. Такое поведение Δ^* с понижением температуры впервые было обнаружено на пленках YBCO [11,48] с разным содержанием кислорода, что, по-видимому, является типичным для купратных ВТСП [51].

4. Заключение

Таким образом, можно прийти к заключению что, в исследованном нами $Y_{0.5}Cd_{0.5}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ имеет возможность образование локальных пар носителей заряда при $T \gg T_c$, что создает условия для образования псевдощели [10–12] с последующим установлением фазовой когерентности флуктуационных куперовских пар при $T < T_c$ [59,60].

Исследование показало, что вблизи T_c флуктуационная проводимость хорошо описывается в рамках флуктуационной теории Асламазова–Ларкина: 3D–АЛ. Выше температуры 3D–2D кроссовера, применима теория 2D–АЛ.

Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

- [1] P.B. Vovk, A.L. Solov'ev. ФНТ **44**, 111 (2018). [Low Temp. Phys. **44**, 81 (2018)].
- [2] R.J. Cava. Science **243**, 656 (1990).
- [3] M. Asta, D. de Futaie, G. Ceder, E. Salomons, M. Kraitchman. J. Less. Common. Metals **168**, 39 (1991).
- [4] R.V. Vovk, N.R. Vovk, O.V. Dobrovolskiy. J. Low Temp. Phys. **175**, 614 (2014).
- [5] R.V. Vovk, Z.F. Nazyrov, M.A. Obolenskii, I.L. Goulatis, A. Chronos, V.M. Pinto Simoes. J. Alloys Compd. **509**, 4553 (2011).
- [6] S.V. Savich, A.V. Samoilov, R.V. Vovk, O.V. Dobrovolskiy, S.N. Kamchatna, Ya.V. Dolgoplova, O.A. Chernovol-Tkachenko. Mod. Phys. Lett. B **30**, 1650034 (2016).
- [7] T. Timusk, B. Statt. Rep. Prog. Phys. **62**, 61 (1999).
- [8] S. Badoux, W. Tabis, F. Laliberte, G. Grissonnanche, B. Vignolle, D. Vignolles, J. Beard, D.A. Bonn, W.N. Hardy, R. Liang, N. Doiron-Leyraud, Louis Taillefer, Cyril Proust. Nature (London) **531**, 210 (2016).
- [9] Rui-Hua He, M. Hashimoto, H. Karapetyan, J.D. Koralek, J.P. Hinton, J.P. Testaud, V. Nathan, Y. Yoshida, Hong Yao, K. Tanaka, W. Meevasana, R.G. Moore, D.H. Lu, S.-K. Mo, M. Ishikado, H. Eisaki, Z. Hussain, T.P. Devereaux, S.A. Kivelson, J. Orenstein, A. Kapitulnik, Z.-X. Shen. Science **331**, 1579 (2011).
- [10] R. Peters, J. Bauer. Phys. Rev. B **92**, 014511 (2016).
- [11] A.L. Solov'ov. Superconductors — Material. Properties and Applications. Ch. 7. Pseudogap and Local Pairs in High-Tc Superconductors / Ed. A.M. Gabovich. Rijeka: InTech (2012). 137 p.
- [12] A.A. Kordyuk. Fiz. Nizk. Temp. **41**, 417 (2015). [Low Temp. Phys. **41**, 319 (2015)].
- [13] T. Suzuki, T. Yamazaki, R. Sekine. J. Mater. Sci. Lett. **8**, 381 (1989).
- [14] V.N. Narozhnyi, V.N. Kochetkov. Phys. Rev. B **53**, 5856 (1996).
- [15] M. Murakami, N. Sakai, T. Higuchi. Supercond. Sci. Technol. **12**, 1015 (1996).
- [16] А.Л. Соловьев, В.М. Дмитриев. ФНТ **33**, 32 (2007). [Low Temp. Phys. **33**, 23 (2007)].
- [17] P.B. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodnii, A.B. Bondarenko, M.G. Revaikin. ФНТ **33**, 546 (2007). [Low Temp. Phys. **33**, 408 (2007)].
- [18] Л.П. Козеев, М.Ю. Каменев, А.И. Романенко, О.Б. Анисеева, В.Е. Федоров. Матер. VI междунар. конф. „Кристаллы: рост, свойства, реальная структура, применение“ (8–12 сентября 2003). Изд-во ВНИИСИМС (2003).
- [19] Е.В. Якубович, Н.Н. Олейников, В.А. Кецко, И.В. Архангельский. Докл. РАН **386**, 502 (2002).
- [20] S. Kambe, G. Samukama, K. Yamaguchi, O. Ishu, I. Shime, T. Nomura, S. Ohshima, K. Okuyama, T. Itoh, H. Suematsu, H. Yamauchi. Solid State Phys. **108**, 283 (1998).
- [21] J.W. Chen, C.F. Chen. Solid State Commun. **69**, 1079 (1989).
- [22] Н.Е. Алексеевский, А.В. Митин, В.И. Нижанковский, Е.П. Хлыбов, В.В. Евдокимова, Г.М. Кузьмичев. СФХТ **2**, 40 (1989).
- [23] S.A. Aliev, J.A. Baghirova, S.S. Ragimov, S.A. Huseyov, V.M. Aliev, I.A. Ismailov, A.Sh. Mechtiev. Proc. 2nd Int. Conf. on Rare Earth Development and Application. Beijing, China (1991).
- [24] R.V. Vovk, Z.F. Nazyrov, M.A. Obolenskii, V.M. Pinto Simoes, M. Januszczuk, J.N. Latosińska. Acta Phys. Polonica A **120**, 512 (2011).
- [25] V.M. Aliev. Transact. Azerbaijan Nat. Academy Sci. Phys. Astronomy **32**, 2, 110 (2012).
- [26] В.М. Алиев, С.С. Рагимов, Р.И. Селим-заде. ФНТ **39**, 635 (2013). [Low Temp. Phys. **39**, 493 (2013)].
- [27] S.A. Aliev, S.S. Ragimov, V.M. Aliev. Azerbaijan J. Phys. **10**, 4, 42 (2004).
- [28] В.М. Алиев, С.А. Алиев, С.С. Рагимов, Г.Дж. Султанов, Б.А. Таиров. ФНТ **37**, 351 (2011). [Low Temp. Phys. **37**, 273 (2011)].
- [29] Ю.Д. Третьяков, Е.А. Гудилин. УФН **69**, 1 (2000).
- [30] Е.А. Гудилин, А.П. Солошенко, В.В. Ленников, А.В. Кнотько, Д.А. Ветошкин, Н.Н. Олейников, Ю.Д. Третьяков. ЖНХ **45**, 917 (2000).
- [31] R. Fehrenbacher, T.M. Rice. Phys. Rev. Lett. **70**, 3471 (1993).
- [32] А.Л. Соловьев, Л.В. Омельченко, P.B. Vovk, С.Н. Камчатная. ФНТ **43**, 1050 (2017). [Low Temp. Phys. **43**, 841 (2017)].
- [33] В.М. Алиев, Р.И. Селим-заде, Дж.А. Рагимов, Л.В. Омельченко, Е.В. Петренко. ФНТ **46**, 9, 1068 (2020).
- [34] L.G. Aslamazov, A.I. Larkin. Phys. Lett. A **26**, 238 (1968).
- [35] S. Hikami, A.I. Larkin. Mod. Phys. Lett. B **2**, 693 (1988).
- [36] M. Randeria. Nat. Phys. **6**, 561 (2010).
- [37] I. Esterlis, S.A. Kivelson, D.J. Scalapino. Phys. Rev. B **99**, 174516 (2019).
- [38] E.V.L. de Mello, M.T.D. Orlando, J.L. Gonzalez, E.S. Caixeiro, E. Baggio-Saitovich. Phys. Rev. B **66**, 092504 (2002).
- [39] A.L. Solov'ov, L.V. Omelchenko, V.B. Stepanov, R.V. Vovk, H.-U. Habermeier, H. Lochmayer, P. Przyslupski, K. Rogacki. Phys. Rev. B **94**, 224505 (2016).

- [40] M.S. Grbić, M. Požek, D. Paar, V. Hinkov, M. Raichle, D. Haug, B. Keimer, N. Barčić, A. Dulčić. *Phys. Rev. B* **83**, 144508 (2011).
- [41] W. Lang, G. Heine, W. Kula, R. Sobolewski. *Phys. Rev. B* **51**, 9180 (1995).
- [42] B.P. Stojkovic, D. Pines. *Phys. Rev. B* **55**, 8576 (1997).
- [43] B. Oh, K. Char, A.D. Kent, M. Naito, M.R. Beasley, T.H. Geballe, R.H. Hammond, J.M. Graybeal, A. Kapitulnik. *Phys. Rev. B* **37**, 7861 (1988).
- [44] P.G. De Gennes. *Superconductivity of Metals and Alloys*, W.A. Benjamin. INC., N.Y.–Amsterdam (1966). 280 p.
- [45] A. Kapitulnik, M.R. Beasley, C. Castellani, C. Di Castro. *Phys. Rev. B* **37**, 537 (1988).
- [46] Y.B. Xie. *Phys. Rev. B* **46**, 13997 (1992).
- [47] А.И. Дьяченко, В.Ю. Таренков, С.Л. Сидоров, В.Н. Варюхин, А.Л. Соловьев. *ФНТ* **39**, 416 (2013).
- [48] H. Alloul, T. Ohno, P. Mendels. *Phys. Rev. Lett.* **63**, 16, 1700 (1989).
- [49] T. Kondo, A.D. Palczewsk, Y. Hamaya, T. Takeuchi, J.S. Wen, Z.J. Xu, G. Gu, A. Kaminski. *Phys. Rev. Lett.* **111**, 157003 (2013).
- [50] М.Р. Трунин. *УФН* **175**, 10, 1017 (2005).
- [51] V.M. Loktev. *Low Temp. Phys.* **22**, 488 (1996).
- [52] R. Haussmann. *Phys. Rev. B* **49**, 12975 (1994).
- [53] J.R. Engelbrecht, A. Nazarenko, M. Randeria, E. Dagotto. *Phys. Rev. B* **57**, 13406 (1998).
- [54] T. Ito, K. Takenaka, S. Uchida. *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 25, 3995 (1993).
- [55] *The Physics of Superconductors. V. 1. Conventional and High-Tc superconductors* / Ed. K.H. Bennemann, J.B. Katterson. Springer, Berlin (2003). 966 p.
- [56] B. Leridon, A. Défossez, J. Dumont, J. Lesueur, J.P. Contour. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 197007 (2001).
- [57] Д.Д. Прокофьев, М.П. Волков, Ю.А. Бойков. *ФТТ* **45**, 1168 (2003).
- [58] D.S. Inosov, J.T. Park, A. Charnukha, Yuan Li, A.V. Boris, B. Keimer, V. Hinkov. *Phys. Rev. B* **83**, 214520 (2011).
- [59] В.В. Флорентьев, А.В. Инюшкин, А.И. Талденков, О.К. Мельников, А.Б. Быков. *СФХТ* **3**, 10, 2 (1990).
- [60] Ya. Ponomarev, M. Mikheev, M. Sudakova, S. Tchesnokov, S. Kuzmichev. *Phys. Status Solidi C* **6**, 2072 (2009).

Редактор Т.Н. Василевская