

Анализ флуктуационной проводимости в $Y_{1-x}Cd_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($x = 0-0,4$)

В. М. Алиев, Р. И. Селим-заде

Институт физики НАН Азербайджана, Баку, 1143, Азербайджан

E-mail: v_aliev@bk.ru

Дж. А. Рагимов

Азербайджанский медицинский университет, Баку, 1022, Азербайджан

Л. В. Омельченко, Е. В. Петренко

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Харьков, 61103, Украина

Статья поступила в редакцию 13 декабря 2019 г., после переработки 12 мая 2020 г.,
опубликована онлайн 22 июля 2020 г.

Исследовано влияние частичного замещения Y на Cd на механизм образования избыточной проводимости в поликристаллах $Y_{1-x}Cd_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с $x = 0$ (Y1), 0,1 (Y2), 0,3 (Y3) и 0,4 (Y4). С ростом x удельное сопротивление образцов ρ заметно возрастало, а критическая температура перехода в сверхпроводящее (СП) состояние T_c уменьшалась. Механизм образования флуктуационной проводимости $\sigma'(T)$ вблизи T_c рассмотрен в рамках теории Асламазова–Ларкина. Определены температура Гинзбурга (T_G), критическая температура в приближении среднего поля (T_c^{mf}), температура 3D–2D кроссовера (T_0) и температура T_{01} , ограничивающая сверху область СП флуктуаций. Показано, что допирование Cd при увеличении x от 0 до 0,4 приводит к росту длины когерентности вдоль оси c в 2,7 раза, $\xi_c(0)$, а расстояние между плоскостями CuO_2 , d_{01} , увеличивается в 2,2 раза. В рамках модели локальных пар из анализа избыточной проводимости определены температурные зависимости псевдощели (ПЩ), $\Delta^*(T)$. Обнаружено, что с ростом замещения максимальное значение ПЩ $\Delta^*(T_{pair})$ уменьшается от 250,2 до 215,7 К, при этом реальное значение ПЩ, измеряемое при T_G , $\Delta^*(T_G)$, возрастает от 217,4 до 224,2 К.

Ключевые слова: сверхпроводимость, флуктуационная проводимость, псевдощель, длина когерентности, $Y_{1-x}Cd_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.

1. Введение

Аномальные свойства слоистых металлооксидных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) — одна из центральных проблем современной физики твердого тела [1]. При экспериментальном изучении динамики переноса заряда в таких системах возникает ряд объективных трудностей: достаточно сложная кристаллическая структура ВТСП [2, 3], неоднородность распределения структурных дефектов [4], наличие межзеренных границ и кластерных включений [5], неомогенность конкретных экспериментальных образцов [6], зачастую обусловленная различной технологической предысторией, и ряд других. Необычны и физические свойства ВТСП, особенно в нормальном состоянии, где в спектре возбуждений открывается псевдощель (ПЩ) при характеристической температуре

$T^* \gg T_c$ [7–10] (T_c — критическая температура сверхпроводящего (СП) перехода). Считается, что правильное понимание физики ПЩ, которая остается одним из наиболее интригующих свойств купратов [11, 12], позволит ответить на вопрос о механизме СП спаривания в ВТСП.

Со времени открытия ВТСП с активной плоскостью CuO_2 (купратов) предпринимались попытки улучшения их сверхпроводящих характеристик путем изоморфных замещений одного из компонентов [13–20]. Одни из наиболее интересных материалов для изучения свойств ВТСП — соединения $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (YBCO), что обусловлено возможностью широкого варьирования их состава путем замены иттрия его изоэлектронными аналогами либо изменения степени кислородной нестехиометрии. Иттрий в составе YBCO замещается боль-

шинством лантанидов и другими элементами [1, 21–30], что обычно не приводит к ухудшению сверхпроводящих свойств. Исключение составляет Pr, поскольку PrBCO — диэлектрик [31, 32].

Известно, что ионы редкоземельных элементов и К замещают атомы иттрия. Соответственно Sr внедряется в позиции атомов Ba, а другие легирующие элементы внедряются в позиции Cu(1) [33]. Однако этот процесс недостаточно изучен. Остаются невыясненными механизмы влияния модификации на свойства ВТСП в недодопированных (underdoped) и передопированных (overdoped) режимах легирования, выполнение условий которых необходимо для достижения оптимальных свойств ВТСП материалов, а также влияния замещения на флуктуационные процессы и псевдощель. Поэтому исследование замещения в классической структуре $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ позволяет получить новые данные о механизме сверхпроводимости и вкладе в сверхпроводимость атомов Y, Ba, Cu.

Синтезированы ВТСП материалы с частичным замещением в составе $YBa_2Cu_3O_x$ иттрия на кадмий, поскольку, несмотря на гетеровалентность иттрия и кадмия, они близки по ионному радиусу (соответственно 0,90 и 0,95 Å). Это послужило основанием для подобного замещения в $YBaCuO$.

Цель настоящей работы — исследование влияния на их физические параметры, флуктуационные характеристики и псевдощель возможных дефектов и изменения структуры при замещении Cd в $Y_{1-x}Cd_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Изучены четыре образца $Y_{1-x}Cd_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с $x = 0$ (Y1), 0,1 (Y2), 0,3 (Y3) и 0,4 (Y4). С увеличением содержания Cd сопротивление образцов возрастало, особенно резко при $x = 0,3$, тогда как T_c немонотонно уменьшалась. Анализ флуктуационной проводимости (ФЛП) проводился в рамках теории Асламазова–Ларкина (АЛ) и Хиками–Ларкина (ХЛ) [34, 35]. Вблизи T_c ФЛП всех образцов, $\sigma'(T)$, отлично описывалась трехмерным (3D) уравнением теории АЛ, что типично для ВТСП [1, 11, 32]. Для анализа температурной зависимости псевдощели, $\Delta^*(T)$, привлекалась модель локальных пар, предложенная в [11, 36, 37]. В соответствии с фазовой диаграммой купратов, с ростом x $\Delta^*(T)$ немонотонно возрастала.

2. Эксперимент

Получение $Y_{1-x}Cd_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ проводилось в два этапа [23, 28]. На первом этапе исходные компоненты в стехиометрическом соотношении перемешивались и отжигались в воздушной среде при температуре 1120 К в течение 25 ч. На втором этапе полученные составы отжигались в среде кислорода ($P = 1,2-1,5$ атм) при температуре 1190 К в течение 25 ч и медленно охлаждались до комнатной температуры. Установлено, что при замещении иттрия кадмием в составе $Y_{1-x}Cd_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

до $x \sim 0,4$ сверхпроводящий переход сохраняется при $T_c \sim 85$ К. При полной замене Y на Cd в составе $Y_{1-x}Cd_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ получены высокоомные образцы, обладающие СП при более низких температурах. В настоящей работе анализируются результаты замещения Y на Cd до $x = 0,4$.

Образцы размерами $8 \times 4 \times 3$ мм вырезали из прессованных таблеток (диаметр 12 мм, толщина 3 мм) синтезированных поликристаллов. Электрическое сопротивление измерялось по стандартной четырехзондовой схеме. Токовые контакты создавались путем нанесения серебряной пасты с последующим подсоединением серебряных проводников диаметром 0,05 мм 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 °С в атмосфере кислорода. Такая процедура позволяла получить переходное сопротивление контактов менее 1 Ом и проводить резистивные измерения при транспортных токах до 10 мА в ab -плоскости.

3. Результаты и их обсуждение

3.1. Резистивные свойства

Температурные зависимости удельного сопротивления $\rho(T) = \rho_{ab}(T)$ синтезированных поликристаллов $Y_{1-x}Cd_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с $x = 0$ (Y1), 0,1 (Y2), 0,3 (Y3) и 0,4 (Y4) показаны на рис. 1. Зависимости $\rho(T)$ при различных значениях x имеют форму, характерную для оптимально допированных ВТСП [38]. Исключение — не-

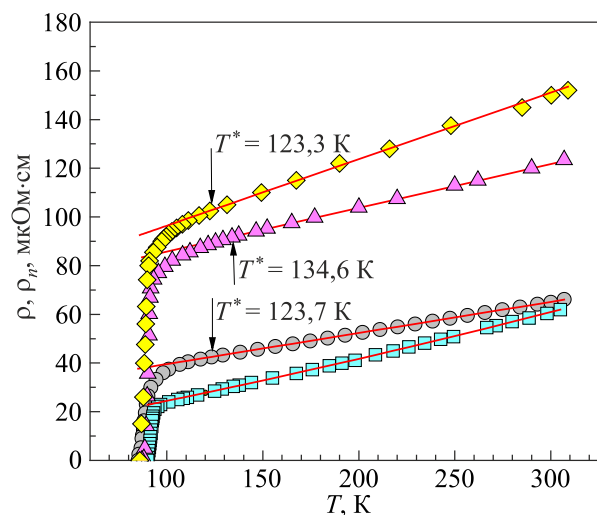


Рис. 1. Температурные зависимости удельного сопротивления ρ поликристаллов $Y_{1-x}Cd_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при различных концентрациях кадмия x : 0 (Y1, квадраты); 0,1 (Y2, кружки); 0,3 (Y3, треугольники) и 0,4 (Y4, ромбы). Прямые обозначают $\rho_N(T)$, экстраполированное в область низких температур.

Таблица 1. Параметры поликристалла $Y_{1-x}Cd_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, полученные из анализа флуктуационной проводимости

YBCO (Cd)	$\rho(300\text{ K})$, мкОм·см	$\rho(100\text{ K})$, мкОм·см	T_c , К	T_c^{mf} , К	T_G , К	T_0 , К	T_{01} , К	ΔT_{fl} , К	d_{01} , Å	$\xi_c(0)$, Å
Y1 ($x = 0$)	60	24	90,2	91,99	92,1	92,8	101,0	8,9	3,4	1,1
Y2 ($x = 0,1$)	65	37	84,9	88,36	88,8	90,2	100,9	12,1	4,3	1,67
Y3 ($x = 0,3$)	120	80	88,0	90,62	90,7	91,7	99,0	8,3	4,1	1,26
Y4 ($x = 0,4$)	150	92	86,7	89,06	89,7	95,0	102,6	12,9	7,4	3,0

линейная зависимости $\rho(T)$ при $x = 0$, $\rho(T) \sim T^2$, что характерно для overdoped купратов [38]. Анализ показал, что в данном случае данные хорошо аппроксимируются уравнением $\rho(T) = \rho_0 + B_1T + B_2T^2$ с параметрами $\rho_0 = 9,07$; $B_1 = 0,1442$ и $B_2 = 0,0000957$, полученными аппроксимацией данных на компьютере в программе Origin. Как видим, коэффициент при квадратичном слагаемом очень мал, но отличен от нуля. Таким образом, имеем образец в overdoped режиме. Этот результат представляет особый интерес, поскольку в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ нельзя получить overdoped режим просто интеркаляцией кислорода. Максимум, что можно получить, это $\delta = 0$ и кислородный индекс $7-\delta = 7$ с $T_c \sim 92\text{ K}$ [38]. Наиболее вероятно, что такая зависимость $\rho(T)$ — специфика данного поликристаллического образца.

Как видно на рис. 1, критические температуры образцов системы Y–Ba–Cu–O при допировании Cd в рассмотренном случае сохраняются до $\sim 85\text{ K}$. При этом удельное сопротивление $\rho(T)$ образцов Y1–Y4 в нормальной фазе при 300 K по сравнению с $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ увеличивается почти в 2,5 раза (табл. 1). В интервале температур выше $T^* = (123,7 \pm 0,5)\text{ K}$ (Y2), $T^* = (134,6 \pm 0,5)\text{ K}$ (Y3) и $T^* = (123,3 \pm 0,5)\text{ K}$ (Y4) до 300 K зависимости $\rho(T)$ допированных образцов линейные с наклоном $d\rho/dT = 0,13$, $0,17$ и $0,27$ мкОм·см/К соответственно для Y2, Y2 и Y3 (рис. 1). Наклон определялся на компьютере аппроксимацией экспериментальных зависимостей в нормальном состоянии, $\rho_N(T)$, которая отлично подтвердила линейный ход данной зависимости. Более точный метод определения T^* получается при использовании критерия $[\rho(T) - \rho_0]/aT = 1$, который получается трансформацией уравнения прямой линии [39], где ρ_0 — остаточное сопротивление, отсекаемое этой линией на оси Y при $T = 0$. В этом случае T^* определяется как температура отклонения $\rho(T)$ от 1 [32, 39].

3.2. Анализ флуктуационной проводимости

Флуктуационная проводимость для всех исследованных образцов определялась из анализа избыточной проводимости $\sigma'(T)$, которая вычислялась из разности между измеряемым сопротивлением $\rho(T)$ и линейным нормальным сопротивлением образца $\rho_N(T) = aT + \rho_0$, экстраполированным в область низких температур [11, 40–43]:

$$\sigma'(T) = \sigma(T) - \sigma_N(T) = [1/\rho(T)] - [1/\rho_N(T)] = [\rho_N(T) - \rho(T)] / [\rho(T)\rho_N(T)]. \quad (1)$$

Как показано в работах [11, 40, 43], линейная температурная зависимость сопротивления в области высоких температур — отличительная особенность нормального состояния ВТСП купратов, которое характеризуется стабильностью поверхности Ферми [43]. Ниже температуры открытия ПЩ T^* , возможно, происходит перестройка поверхности Ферми [8, 43]. В результате при $T \leq T^*$ не только меняются практически все свойства ВТСП и $\rho(T)$ отклоняется от линейной зависимости [7, 40–43], но уменьшается плотность носителей заряда (DOS) на уровне Ферми [44, 45], что, по определению, и называется псевдощелью [1, 7–12]. Очевидно, что возникающая при этом избыточная проводимость $\sigma'(T)$, определяемая уравнением (1), должна содержать информацию о температурной зависимости как ФЛП, так и ПЩ [11, 32, 40–43]. Этот подход использован для анализа $\sigma'(T)$ при всех значениях x .

Рассмотрим более подробно процедуру определения ФЛП в рамках модели локальных пар (ЛП) [11, 40]. Прежде всего необходимо определить критическую температуру в приближении среднего поля T_c^{mf} , которая отделяет область ФЛП от области критических флуктуаций [11, 46], т. е. флуктуаций СП параметра порядка Δ_0 непосредственно вблизи T_c (где $\Delta_0 < kT$), не учтенных в теории Гинзбурга–Ландау [47]. T_c^{mf} — важный параметр как ФЛП, так и ПЩ анализа, поскольку определяет приведенную температуру

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

которая входит во все уравнения данной работы. В ВТСП вблизи T_c длина когерентности вдоль оси c , $\xi_c(T) = \xi_c(0)(T/T_c^{mf} - 1)^{-1/2}$, больше соответствующего размера элементарной ячейки YBCO $d = c = 11,7\text{ Å}$ [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 $\sigma'(\varepsilon)$ всегда экстраполируется флуктуационным вкладом теории Асламазова–Ларкина [34] для 3D систем [11, 40–42]:

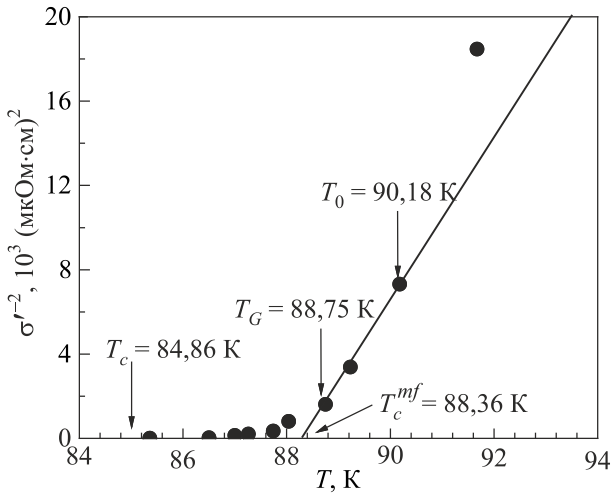


Рис. 2. Температурная зависимость обратного квадрата избыточной проводимости $\sigma'^{-2}(T)$ поликристалла $Y_{1-x}Cd_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при $x = 0,1$, определяющая T_c^{mf} образца Y2. Стрелками обозначены характеристические температуры T_c , T_G и T_0 (см. текст).

$$\sigma'_{3D-AL} = C_{3D} \frac{e^2}{32\hbar\xi_c(0)} \varepsilon^{-1/2}. \quad (3)$$

Отсюда легко получаем, что $\sigma'^{-2}(T) \sim \varepsilon \sim T - T_c^{mf}$. Очевидно, что экстраполированная линейной зависимостью $\sigma'^{-2}(T)$ обращается в нуль при $T = T_c^{mf}$ [46], как показано на рис. 2 на примере образца Y2. Помимо T_c^{mf} и T_c , на рис. 2 показаны T_G — температура Гинзбурга, до которой справедливы теории среднего поля при уменьшении T [47, 48], и T_0 — температура 3D–2D кроссовера, ограничивающая область 3D–АЛ флуктуаций сверху [35, 49]. Аналогичным образом определены T_c^{mf} для остальных образцов (табл. 1).

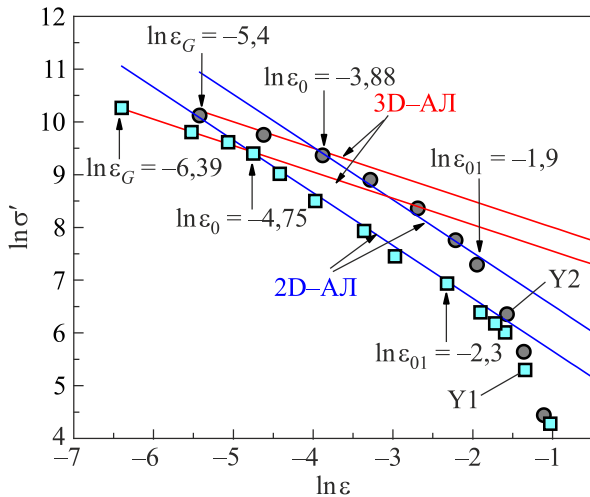


Рис. 3. Зависимости $\ln \sigma'$ от $\ln \varepsilon$ для поликристалла $Y_{1-x}Cd_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при $x = 0$ (Y1) и $0,1$ (Y2) в сравнении с флуктуационными теориями 3D–АЛ (3) и 2D–АЛ (4). $\ln \varepsilon_{01}$ определяет T_{01} (табл. 1), которая задает область СП флуктуаций выше T_c , $\ln \varepsilon_0$ определяет температуру кроссовера T_0 (табл. 1) и $\ln \varepsilon_G$ — температуру Гинзбурга T_G (табл. 1).

Определив T_c^{mf} , строим зависимость $\ln \sigma'$ от $\ln \varepsilon$ для всех образцов, как показано на рис. 3 и 4, для сопоставления результатов с флуктуационными теориями. Видно, что, как и ожидалось, вблизи T_c ФЛП во всех случаях отлично 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, 40, 42]. Выше T_0 зависимость $\ln \sigma'$ от $\ln \varepsilon$ резко меняет наклон. Такая зависимость с наклоном $\lambda = -1$ (см. прямые линии на рис. 3 и 4 для Y4) характерна для 2D–АЛ флуктуаций [34]:

$$\sigma'_{2D-AL} = C_{2D} \frac{e^2}{16\hbar d} \varepsilon^{-1}. \quad (4)$$

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

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

Зная $T_0 = 92,8$ К для Y1, согласно (5), находим $\xi_c(0) = (1,1 \pm 0,02)$ Å. Аналогичным образом получаем значения $\xi_c(0)$ для остальных образцов, приведенные в табл. 1. Видно, что при допировании Cd $\xi_c(0)$ возрастает до $\xi_c(0) = (3,0 \pm 0,02)$ Å при $x = 0,4$ (Y4). Это происходит за счет заметного увеличения области 3D флуктуаций (см. рис. 4, ромбы). В то же время наименьшее $T_c = 84,9$ К демонстрирует Y2 ($x = 0,2$), при этом $\xi_c(0) = (1,67 \pm 0,02)$ Å. Таким образом, прямой связи между длиной когерентности и T_c , которая в классической теории сверхпроводимости задается формулой $\xi \sim \hbar v_F / \pi \Delta_0 \sim \hbar v_F / k_B T_c$ [47], в данном случае не наблюдается. Здесь учтено, что, согласно теории БКШ [47], $\pi \Delta_0 \sim k_B T_c$.

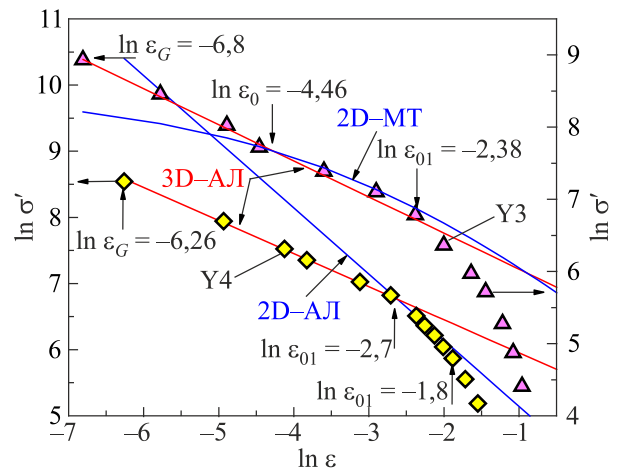


Рис. 4. Зависимости $\ln \sigma'$ от $\ln \varepsilon$ для Y3 и Y4 поликристалла $Y_{1-x}Cd_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в сравнении с флуктуационными теориями: 3D–АЛ (3); 2D–АЛ (4) и 2D–МТ (6). Для наглядности данные смещены вдоль оси Y.

Выше температуры T_0 до температуры T_{01} , ограничивающей сверху область СП флуктуаций ($\approx 101,0$ К для Y1), размер $d > \xi_c(T) > d_{01}$ и 3D состояние потеряно. Но $\xi_c(T)$ по-прежнему связывает джозефсоовским взаимодействием внутренние проводящие плоскости CuO_2 , расстояние между которыми $d_{01} \approx 3,5\text{--}4$ Å [33]. Видно, что в исследованных образцах выше T_0 ФЛП отлично описывается теорией 2D–АЛ (5) (см. рис. 3) с параметрами, приведенными в табл. 1. Такая зависимость $\ln \sigma'$ от $\ln \varepsilon$ с короткой областью 3D флуктуаций вблизи T_c характерна для ВТСП на основе висмута, например $\text{Bi}_{1,6}\text{Pb}_{0,4}\text{Sr}_{1,8}\text{Ca}_{2,2}\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ (Bi2223) [50], и указывает на наличие в образцах различных структурных дефектов [1]. В хорошо структурированных образцах YBCO [40] выше T_0 ФЛП всегда описывается 2D флуктуационным вкладом Маки–Томпсона (2D–МТ) теории Хиками–Ларкина [35]:

$$\sigma'_{2D\text{--}MT} = C_{2D} \frac{e^2}{8d\hbar} \frac{1}{1-\alpha/\delta} \ln \left(\frac{\delta}{a} \frac{1+\alpha+\sqrt{1+\alpha}}{1+\delta+\sqrt{1+2\delta}} \right) \varepsilon^{-1}. \quad (6)$$

Здесь $\alpha = 2[\xi_c(0)/d]2\varepsilon^{-1}$ — параметр спаривания;

$$\delta = 1,203(l/\xi_{ab})(16/\pi\hbar)[\xi_c(0)/d]^2 k_B T \tau_\phi \quad (7)$$

— параметр распаривания; τ_ϕ — время фазовой релаксации флуктуационных пар, которое определяется формулой $\tau_\phi \beta T = \pi\hbar/(8k_B \varepsilon_{01}) = A/\varepsilon_{01}$. Множитель $\beta = 1,203(l/\xi_{ab})$, где l — длина свободного пробега и ξ_{ab} — длина когерентности в плоскости ab , учитывающая приближение чистого предела [11, 40]. Зависимость $\ln \sigma'$ от $\ln \varepsilon$ (6) наблюдается в образце Y3 между $T_0 = 91,7$ К ($\ln \varepsilon_0 = -4,46$) и $T_{01} = 99$ К ($\ln \varepsilon_{01} = -2,38$) (кривая МТ–2D на рис. 4) с параметрами, приведенными в табл. 1. Этот результат говорит о возможном, но несколько неожиданном, улучшении структуры образца Y3 ($x = 0,3$) при допировании. При дальнейшем увеличении содержания Cd до $x = 0,4$ (образец Y4) величина ФЛП заметно уменьшается (рис. 4, ромбы), и выше T_0 восстанавливается зависимость 2D–АЛ (4). При этом наблюдается самая большая область 3D флуктуаций, $T_0 - T_G = 5,3$ К, что в $\sim 7,6$ раза больше, чем в Y1, и в 5,3 раза больше, чем в Y3. Образец Y4 также демонстрирует самые большие: область СП флуктуаций, $\Delta T_{fl} = T_{01} - T_G$; $\xi_c(0)$ и величину d_{01} (см. табл. 1). Можно сделать вывод, что содержание Cd с $x \geq 0,4$ приводит к заметным искажениям структуры YBCO, которые в данном случае приводят к увеличению расстояния между проводящими плоскостями d_{01} в $\sim 2,2$ раза по сравнению с нелегированным YBCO.

Для нахождения d_{01} используем тот факт, что выше T_{01} экспериментальные данные для всех образцов отклоняются от флуктуационной теории в сторону меньших значений. Выше T_{01} значение $\xi_c(0) < d_{01}$, и все носители заряда, как флуктуационные пары, так и нормальные электроны, находятся внутри плоскостей CuO_2 , которые не связаны никаким корреляционным

взаимодействием [40, 49]. Очевидно, что $\xi_c(T_{01}) = d_{01}$, т. е. $\xi_c(0) = d_{01}\sqrt{\varepsilon_{01}}$ (5). В то же время $\xi_c(0) = d\sqrt{\varepsilon_0}$. Отсюда с помощью простой алгебры и принимая во внимание, что $d = 11,7$ Å, получаем $d_{01} = d\sqrt{\varepsilon_0/\varepsilon_{01}}$. Как следует из табл. 1, с увеличением содержания Cd все параметры образцов возрастают немонотонно. Исключение составляет только параметр d_{01} , который сильно увеличивается при $x = 0,4$. Одновременно $\xi_c(0)$ также возрастает в $\sim 2,7$ раза. Такой рост $\xi_c(0)$ не следует из теории, где $\xi \sim \hbar v_F/k_B T_c$ [47], так как T_c меняется незначительно (см. табл. 1). Этот результат подтверждает вывод о том, что именно внедрение Cd в структуру YBCO приводит к заметному увеличению $\xi_c(0)$. В противном случае необходимо предположить, что при допировании сильно увеличивается фермиевская скорость, v_F , что неочевидно и требует специальных исследований. Таким образом, различные дефектные ансамбли, которые возникают в YBCO при допировании Cd, существенным образом влияют на поведение ВТСП. Предполагалось, что аналогичным образом с ростом x должно меняться и поведение температурных зависимостей псевдощели, рассмотренное ниже.

3.3. Анализ величины и температурной зависимости псевдощели

То, что в интервале температур $\Delta T_{fl} = T_{01} - T_G$ ФЛП подчиняется классическим флуктуационным теориям, означает, что до T_{01} в ВТСП существуют СП флуктуации. Это также говорит о том, что до T_{01} сохраняется жесткость фазы волновой функции параметра порядка в ВТСП [51, 52]. То есть в этом интервале температур ФКП в значительной степени ведут себя, как сверхпроводящие, но не когерентные пары (так называемые «short-range phase correlations» [11, 40]), как отмечено выше. В то же время, как следует из табл. 1, интервал температур, в котором СП флуктуации подчиняются флуктуационным теориям, $\Delta T_{fl} \sim 13$ К выше T_c , т. е. относительно мал, тогда как интервал, в котором в изученных образцах наблюдается избыточная проводимость $T^* - T_c^{mf} \sim 40$ К. Однако строгая теория, которая могла бы описать избыточную проводимость $\sigma'(T)$ во всем интервале температур от T^* до T_c^{mf} , до сих пор отсутствует. Поэтому для анализа ПЩ используем подход, развитый в работах [53, 54].

В этом случае избыточную проводимость $\sigma'(T)$ в изученном интервале температур можно описать следующим уравнением:

$$\sigma'(T) = A_4 \frac{e^2 \left(1 - \frac{T}{T^*}\right) \exp\left(-\frac{\Delta^*}{T}\right)}{16\hbar \xi_c(0) \sqrt{2\varepsilon_{c0}^* \text{sh}\left(\frac{2\varepsilon}{\varepsilon_{c0}^*}\right)}}, \quad (8)$$

которое содержит параметр ПЩ, Δ^* , в явном виде. В уравнении (8) $1 - T/T^*$ определяет число пар, возник-

кающих при $T \leq T^*$, а $\exp(-\Delta^*/T)$ дает число пар, разрушаемых тепловыми флуктуациями ниже T_{pair} [11, 53]. Решая уравнение (7) относительно $\Delta^*(T)$, получаем уравнение для ПЩ

$$\Delta^*(T) = T \ln \left[A_4 \left(1 - \frac{T}{T^*} \right) \frac{1}{\sigma'(\epsilon)} \frac{e^2}{16\hbar\xi_c(0)} \frac{1}{\sqrt{2\epsilon_{c0}^* \text{sh}(2\epsilon/\epsilon_{c0}^*)}} \right], \quad (9)$$

где $\sigma'(\epsilon)$ — избыточная проводимость, измеряемая в эксперименте. В уравнения (8), (9) входит ряд параметров, которые в рамках ЛП модели также определяются из эксперимента [32, 40]. Помимо T_c , T^* , $\xi_c(0)$ и ϵ , которые получаются из резистивных измерений и анализа ФЛП, в оба уравнения входят коэффициент A_4 , который имеет тот же смысл, что и C -фактор в теории ФЛП, $\Delta^*(T_G)$ и теоретический параметр ϵ_{c0}^* [53–55].

На рис. 5 приведена зависимость $\ln \sigma'$ от $\ln \epsilon$ на примере образца Y2 в интервале температур от T^* до T_G , которая показывает, что в интервале температур от $T_{c01} = 94,4$ К до $T_{c02} = 106,7$ К, обозначенном на рисунке стрелками при $\ln \epsilon_{c01} = -2,69$ и $\ln \epsilon_{c02} = -1,57$, $\sigma'^{-1} \sim \exp \epsilon$ [55]. Эта особенность оказывается одним из основных свойств большей части ВТСП [11, 40, 53–55]. В результате в интервале $\epsilon_{c01} < \epsilon < \epsilon_{c02}$ (вставка на рис. 5) $\ln \sigma'^{-1}$ — линейная функция ϵ с наклоном $\alpha^* = 12,4$, который определяет параметр $\epsilon_{c0}^* = 1/\alpha^* \approx 0,08$ [55] (табл. 2). Этот подход позволяет получать достоверные значения ϵ_{c0}^* и для всех остальных образцов, которые также приведены в табл. 2, и, как установлено в [1, 32, 40], за-

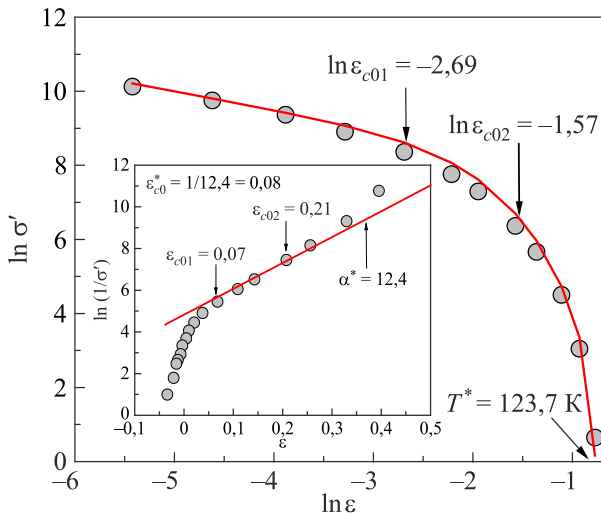


Рис. 5. Зависимость $\ln \sigma'$ от $\ln \epsilon$ для поликристалла Y2, построенная в интервале температур от T^* до T_G . Линия — аппроксимация экспериментальных данных согласно (8) с параметрами, приведенными в тексте. На вставке — зависимость $\ln(1/\sigma')$ от ϵ . Прямая линия отмечает линейный участок, обратный наклон которого $1/\alpha^*$ определяет параметр $\epsilon_{c0}^* = 0,08$.

метно влияют на вид теоретических кривых, показанных на рис. 5–7 при $T \gg T_{01}$, т. е. заметно выше области СП флуктуаций.

Найдем коэффициент A_4 , но сначала определим значение $\Delta^*(T_G)$, которое используется в (8), путем совмещения теории с экспериментальными точками, построенными как $\ln \sigma'$ от $1/T$ (см. рис. 6) [56]. Как показано, например, в работах [1, 32, 40], в этих координатах форма теоретической кривой оказалась очень чувствительной к величине $\Delta^*(T_G)$. Кроме того, предполагается, что $\Delta^*(T_G) = \Delta_0(0)$, где Δ_0 — СП щель [57, 58]. 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, 40]. Лучшая аппроксимация зависимости $\ln \sigma'$ от $1/T$ уравнением (8) для образца Y2 достигается при $D^* = 5 \pm 0,2$. Такое же значение D^* получено для всех исследованных в работе образцов (табл. 2), что является типичным значением для YBCO [53, 54] и заметно превышает предел теории БКШ для d -волновых сверхпроводников [$2\Delta_0(0)/k_B T_c \approx 4,28$] [59, 60].

Определив параметры, находим коэффициент A_4 . Рассчитываем $\sigma'(\epsilon)$ по уравнению (8) и, подбирая A_4 , совмещаем теорию с экспериментом в области 3D–AL флуктуаций вблизи T_c , где $\ln \sigma'(\ln \epsilon)$ — линейная функция приведенной температуры ϵ с наклоном $\lambda = -1/2$ [32, 40, 61] (рис. 5). Как видно на рисунке, уравнение (8) с $\epsilon_{c0}^* = 0,08$, $\Delta^*(T_G)/k_B = 2,5T_c \approx 213$ К и $A_4 = 55$, как и ожидалось, хорошо описывает эксперимент в интервале температур от T^* до T_G . Этот факт позволяет предположить, что уравнение (9) дает надежные величину и температурную зависимость ПЩ, $\Delta^*(T)$.

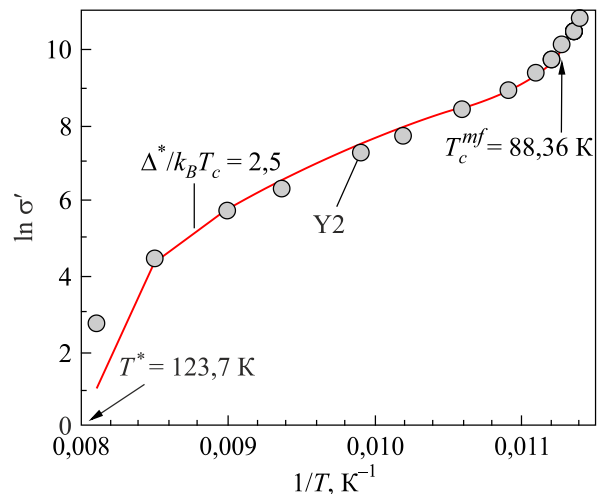


Рис. 6. $\ln \sigma'$ как функция $1/T$ (точки) для поликристалла Y2 в интервале температур от T^* до T_c^{mf} при $x = 0,1$. Линия — аппроксимация данных согласно (8) при $D^* = 2\Delta^*(T_G)/k_B T_c = 5$.

Таблица 2. Параметры псевдощелевого анализа поликристалла $Y_{1-x}Cd_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

YBCO (Cd)	T^* , К	A^*	ϵ_{c0}^*	T_{pair} , К	D^* , К	$\Delta^*(T_{pair})$, К	$\Delta^*(T_G)$, К
Y1 ($x=0$)	—	—	—	—	—	—	—
Y2 ($x=0,1$)	123,7	12,4	0,08	106,7	2,5	250,2	217,4
Y3 ($x=0,3$)	134,6	4	0,25	125,5	2,5	234,5	223,2
Y4 ($x=0,4$)	123,3	8	0,125	111,2	2,5	215,7	224,4

Согласно найденным параметрам, строим зависимости $\Delta^*(T)$ для образцов Y2, Y3 и Y4. Отметим, что в Y1 ПЩ не наблюдается, так как образец находится в overdoped режиме. Зависимость $\Delta^*(T)$, рассчитанная в ЛП модели по (9) для Y2 с определенными из эксперимента параметрами $T^* = 123,7$ К, $T_c^{mf} = 88,36$ К, $\xi_c(0) = 1,67$ Å, $\epsilon_{c0}^* = 0,08$ и $A_4 = 55$, представлена на рис. 7 (кружки). Такая же зависимость для Y3 построена с параметрами $T^* = 134,6$ К, $T_c^{mf} = 90,62$ К, $\xi_c(0) = 1,26$ Å, $\epsilon_{c0}^* = 0,25$, $A_4 = 15$ (треугольники). Аналогичная зависимость для Y4 на рис. 7 показана ромбами с параметрами $T^* = 123,3$ К, $T_c^{mf} = 89,06$ К, $\xi_c(0) = 3,0$ Å, $\epsilon_{c0}^* = 0,125$ и $A_4 = 40$. Форма зависимости $\Delta^*(T)$ для Y2 имеет вид, характерный для высококачественных тонких пленок YBCO с разной концентрацией кислорода [1, 11, 53, 54] с четко выраженным максимумом при $T_{pair} = 106,7$ К и $\Delta^*(T_{pair}) = 250,2$ К. Напомним, что T_{pair} — это температура, при которой ЛП трансформируются из малоразмерных сильно связанных бозонов, которые могут быть описаны в рамках бозе-эйнштейновской конденсации (БЭК), в ФКП, подчиняющиеся теории БКШ [1, 11, 36]. Другими словами, это температура перехода БЭК–БКШ [62–64]. В то же время, как видно на вставке к рис. 7, при $T_0 = 90,2$ К (табл. 1) на $\Delta^*(T)$ наблюда-

ется минимум. Тогда как в чистом YBCO температуре T_0 обычно соответствует максимум [61]. Это указывает на то, что дефекты, возникающие при интеркаляции Cd, заметно влияют на свойства образцов, в том числе и вблизи T_c .

При увеличении концентрации кадмия до $x = 0,3$ (Y3) форма кривой $\Delta^*(T)$ меняется (рис. 7, треугольники). Максимум $\Delta^*(T)$ смещается в область более высоких температур и $T_{pair} \approx 125,5$ К, тогда как $\Delta^*(T_{pair}) = 234,5$ К, т. е. уменьшается. В интервале от T_{pair} до ~ 108 К зависимость $\Delta^*(T)$ фактически линейная. Такая форма $\Delta^*(T)$ характерна для оптимально допированных монокристаллов YBCO [65]. При этом форма зависимости $\Delta^*(T)$ вблизи T_c такая же, как и в остальных ВТСП: при $T_{01} \sim 99$ К четко наблюдается минимум, а при $T_0 = 91,7$ (табл. 1) — максимум на $\Delta^*(T)$ (рис. 7 и вставка). В то же время истинное значение ПЩ, $\Delta^*(T_G)/k_B$, возрастает от 217,4 К (Y2) до 223,2 К (Y3). Этот результат позволяет прийти к заключению, что образец Y3, скорее всего, обладает минимальным количеством дефектов. На это же указывает и обнаружение флуктуационного вклада 2D–MT на зависимости $\ln \sigma'$ от $\ln \epsilon$ (рис. 4). При дальнейшем увеличении концентрации кадмия до $x = 0,4$ (Y4) форма

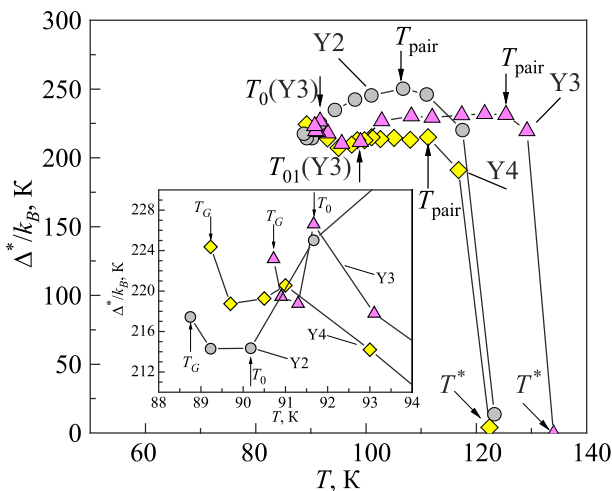


Рис. 7. Зависимости $\Delta^*(T)/k_B$ для образцов Y2 (кружки), Y3 (треугольники) и Y4 (ромбы). С ростом концентрации Cd максимальное значение ПЩ $\Delta^*(T_{pair})$ уменьшается, а $\Delta^*(T_G)$ растет (см. вставку). Вставка: те же зависимости $\Delta^*(T)/k_B$ в области СП флуктуаций вблизи T_c .

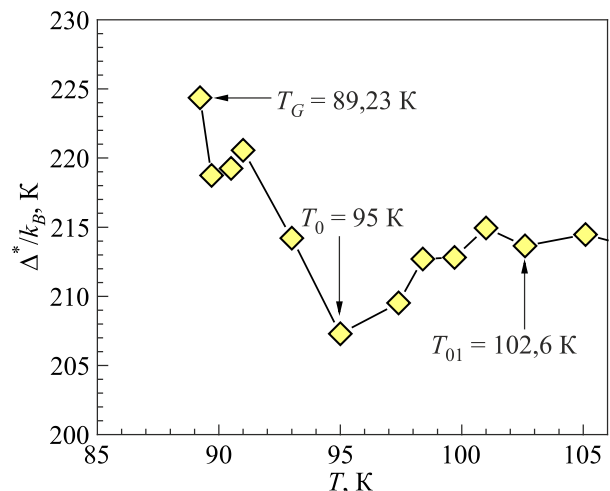


Рис. 8. Зависимость $\Delta^*(T)/k_B$ для образца Y4 в области СП флуктуаций вблизи T_c . Стрелками указаны характеристические температуры T_{01} , T_0 и T_G .

кривой $\Delta^*(T)$ (рис. 7, ромбы) опять меняется. При этом температуры T^* , T_{pair} и $\Delta^*(T_{\text{pair}})$ заметно уменьшаются (табл. 2), а максимум при T_0 и минимум при T_{01} исчезают, что хорошо видно на рис. 8. Более того, все как раз наоборот: при $T_{01} = 102,6$ К наблюдается максимум, а при $T_0 = 95$ К — выраженный минимум, указывая на усиление роли дефектов. В то же время $\Delta^*(T_G)/k_B$ возрастает до $\sim 224,4$ К (табл. 2). В работе [66] сообщается о значительном увеличении $\Delta^*(T_G)/k_B$ под давлением в монокристаллах $Y_{0,95}Pr_{0,05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$, содержащих дефекты в виде диэлектрических ячеек $PrBCO$. По аналогии можно предположить, что допирование Cd за счет структурных дефектов создает внутреннее давление в YBCO. На это, например, указывает резкое увеличение расстояния d_{01} между проводящими плоскостями CuO_2 , получаемое из анализа ФЛП. В табл. 1 видно, что d_{01} увеличивается почти в 2,2 раза при увеличении содержания Cd от $x = 0$ до 0,4. Таким образом, различные дефектные ансамбли, возникающие в результате интеркаляции Cd, существенным образом влияют на свойства исследуемых поликристаллов $Y_{1-x}Cd_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.

Заключение

Проведено исследование влияния частичного замещения Y на Cd на механизм образования избыточной проводимости и псевдощели в поликристаллах $Y_{1-x}Cd_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с $x = 0, 0,1, 0,3$ и $0,4$ (образцы Y1, Y2, Y3 и Y4). Показано, что с ростом x удельное сопротивление образцов ρ заметно возрастает, а критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние T_c уменьшается. Обнаружено, что зависимость $\rho(T)$ при $x = 0$ не линейная, а $\rho(T) \sim T^2$, что характерно для overdoped купратов. Наиболее вероятно, что такая зависимость $\rho(T)$ является спецификой исследованных поликристаллов. Флуктуационная проводимость определялась из анализа избыточной проводимости $\sigma'(T)$ в Y1–Y4 в интервале температур $T_c^{mf} < T < T_{01}$. Показано, что вблизи T_c флуктуационная проводимость хорошо описывается в рамках флуктуационной теории Асламова–Ларкина: 3D–АЛ. Выше температуры 3D–2D кроссовера, $T_0 < T_{01}$, применима теория 2D–АЛ. В образцах Y1, Y2 и Y4 флуктуационный вклад Маки–Томпсона 2D–МТ не обнаружен, что указывает на наличие дефектов в исследуемых поликристаллах. Из общей картины выпадает образец Y3 с $x = 0,3$, в котором наблюдаются слабо выраженные 2D–МТ флуктуации выше T_0 , указывающие на несколько неожиданное улучшение структуры образца. Об этом же говорит и форма зависимости псевдощели, $\Delta^*(T)$, типичная для оптимально допированных монокристаллов YBCO с выраженным минимумом при T_{01} и максимумом при T_0 вблизи T_c . Соответственно, величина псевдощели $\Delta^*(T_G)/k_B = 223,2$ К в Y3 заметно больше, чем $\Delta^*(T_G)/k_B = 217,4$ К в образце Y1.

При дальнейшем увеличении концентрации кадмия до $x = 0,4$ (Y4) форма кривой $\Delta^*(T)$ (рис. 7) опять меняется. При этом T^* , T_{pair} и $\Delta^*(T_{\text{pair}})$ заметно уменьшаются (табл. 2), а максимум при T_0 и минимум при T_{01} исчезают. В то же время $\Delta^*(T_G)/k_B$ возрастает до $\sim 224,4$ К (табл. 2). Можно предположить, что допирование Cd создает внутреннее давление в YBCO, которое и приводит к наблюдаемому увеличению $\Delta^*(T_G)/k_B$ за счет структурных дефектов. На это указывает и резкое увеличение расстояния d_{01} между проводящими плоскостями CuO_2 , получаемое из анализа флуктуационной проводимости. По данным, приведенным в табл. 1, видно, что d_{01} увеличивается более чем в два раза при увеличении содержания Cd от $x = 0$ до 0,4. Однако в целом изменение параметров образцов при увеличении x немонотонное. Таким образом, можно отметить, что различные дефектные ансамбли, возникающие в результате интеркаляции Cd, существенным образом влияют на свойства исследуемых поликристаллов $Y_{1-x}Cd_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.

Авторы статьи выражает благодарность профессору А. Л. Соловьеву за активное участие в обсуждении результатов, позволившее осветить многие аспекты исследуемой проблемы.

1. Р. В. Вовк, А. Л. Соловьев, *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, and M. Kraitchman, *J. Less. Common. Metals* **168**, 39 (1991).
4. R. V. Vovk, N. R. Vovk, and O. V. Dobrovolskiy, *J. Low Temp. Phys.* **175**, 614 (2014).
5. 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).
6. 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).
7. T. Timusk and B. Statt, *Reports 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, and 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, and Z.-X. Shen, *Science* **331**, 1579 (2011).
10. R. Peters and J. Bauer, *Phys. Rev. B* **92**, 014511 (2016).
11. A. L. Solovjov, *Superconductors — Materials, Properties and Applications. Chapter 7: Pseudogap and Local Pairs in High- T_c Superconductors*, A. M. Gabovich (ed.), Rijeka: InTech (2012), p. 137.

12. A. A. Kordyuk, *Fiz. Nizk. Temp.* **41**, 417 (2015) [*Low Temp. Phys.* **41**, 319 (2015)].
13. T. Suzuki, T. Yamazaki, and R. Sekine, *J. Mat. Sci. Lett.* **8**, 381 (1989).
14. V. N. Narozhnyi and V. N. Kochetkov, *Phys. Rev. B* **53**, 5856 (1996).
15. M. Murakami, N. Sakai, and 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. Р. В. Вовк, М. А. Оболенский, А. А. Завгородний, А. В. Бондаренко, М. Г. Ревякин, *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, *Материалы 6-й Международной конференции «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, and H. Yamauchi, *Solid State Phys.* **108**, 283 (1998).
21. J. W. Chen and 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. Huseynov, V. M. Aliev, I. A. Ismailov, and A. Sh. Mechtiev, *Proc. 2nd Intern. Conf. on Rare Earth Development and Application V*, Beijing, China (1991).
24. R. V. Vovk, Z. F. Nazyrov, M. A. Obolenskii, V. M. Pinto Simoes, M. Januszczak, and J. N. Latosińska, *Acta Physica Polonica A* **120**, 512 (2011).
25. V. M. Aliev, *Transactions of Azerbaijan National Academy of Sciences Physics and 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, and 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 and T. M. Rice, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3471 (1993).
32. А. Л. Соловьев, Л. В. Омельченко, Р. В. Вовк, С. Н. Камчатная, *ФНТ* **43**, 1050 (2017) [*Low Temp. Phys.* **43**, 841 (2017)].
33. G. D. Chryssikos, E. I. Kamitsos, J. A. Kapoutsis, A. P. Patsis, V. Psycharis, A. Kafoudakis, C. Mitros, G. Kallias, E. Gamari-Seale, and D. Niarchos, *Physica C* **254**, 44 (1995).
34. L. G. Aslamazov and A. I. Larkin, *Phys. Lett. A* **26**, 238 (1968).
35. S. Hikami and A. I. Larkin, *Mod. Phys. Lett. B* **2**, 693 (1988).
36. M. Randeria, *Nat. Phys.* **6**, 561 (2010).
37. I. Esterlis, S. A. Kivelson, and D. J. Scalapino, *Phys. Rev. B* **99**, 174516 (2019).
38. Y. Ando, S. Komiya, K. Segawa, S. Ono, and Y. Kurita, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 267001 (2004).
39. E. V. L. de Mello, M. T. D. Orlando, J. L. Gonzalez, E. S. Caixeiro, and E. Baggio-Saitovich, *Phys. Rev. B* **66**, 092504 (2002).
40. A. L. Solovjov, L. V. Omelchenko, V. B. Stepanov, R. V. Vovk, H.-U. Habermeier, H. Lochmajer, P. Przyslupski, and K. Rogacki, *Phys. Rev. B* **94**, 224505 (2016).
41. M. S. Grbić, M. Požek, D. Paar, V. Hinkov, M. Raichle, D. Haug, B. Keimer, N. Barčić, and A. Dulčić, *Phys. Rev. B* **83**, 144508 (2011).
42. W. Lang, G. Heine, W. Kula, and Roman Sobolewski, *Phys. Rev. B* **51**, 9180 (1995).
43. B. P. Stojkovic and D. Pines, *Phys. Rev. B* **55**, 8576 (1997).
44. H. Alloul, T. Ohno, and P. Mendels, *Phys. Rev. Lett.* **63**(16), 1700 (1989).
45. T. Kondo, A. D. Palczewsk, Y. Hamaya, T. Takeuchi, J. S. Wen, Z. J. Xu, G. Gu, and A. Kaminski, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 157003 (2013).
46. B. Oh, K. Char, A. D. Kent, M. Naito, M. R. Beasley, T. H. Geballe, R. H. Hammond, J. M. Graybeal, and A. Kapitulnik, *Phys. Rev. B* **37**, 7861 (1988).
47. P. G. De Gennes, *Superconductivity of Metals and Alloys*, W. A. Benjamin, INC., New York–Amsterdam (1966), p. 280.
48. А. Капитулник, М. Р. Беасли, С. Castellani, and C. Di Castro, *Phys. Rev. B* **37**, 537 (1988).
49. Y. B. Xie, *Phys. Rev. B* **46**, 13997 (1992).
50. А. И. Дьяченко, В. Ю. Таренков, С. Л. Сидоров, В. Н. Варюхин, А. Л. Соловьев, *ФНТ* **39**, 416 (2013) [*Low Temp. Phys.* **39**, 323 (2013)].
51. V. J. Emery and S. A. Kivelson, *Nature (London)* **374**, 434 (1995).
52. J. Corson, R. Malozzi, J. Orenstein, J. N. Eckstein, and I. Bozovic, *Nature (London)* **398**, 221 (1999).
53. А. Л. Соловьев, В. М. Дмитриев, *ФНТ* **32**, 139 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 99 (2006)].
54. А. Л. Соловьев, В. М. Дмитриев, *ФНТ* **35**, 227 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 169 (2009)].
55. B. Leridon, A. Defossez, J. Dumont, J. Lesueur, and J. P. Contour, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 197007 (2001).
56. Д. Д. Прокофьев, М. П. Волков, Ю. А. Бойков, *ФТТ* **45**, 1168 (2003).
57. Y. Yamada, K. Anagawa, T. Shibauchi, T. Fujii, T. Watanabe, A. Matsuda, and M. Suzuki, *Phys. Rev. B* **68**, 054533 (2003).
58. J. Stajic, A. Iyengar, K. Levin, B. R. Boyce, and T. R. Lemberger, *Phys. Rev. B* **68**, 024520 (2003).

59. D. S. Inosov, J. T. Park, A. Charnukha, Yuan Li, A. V. Boris, B. Keimer, and V. Hinkov, *Phys. Rev. B* **83**, 214520 (2011).
60. Ø. Fischer, M. Kugler, I. Maggio-Aprile, and C. Berthod, *Rev. Mod. Phys.* **79**, 353 (2007).
61. A. L. Solovjov, E. V. Petrenko, L. V. Omelchenko, R. V. Vovk, I. L. Goulatis, and A. Chroneos, *Sci. Rep.* **9**, 9274 (2019).
62. R. Haussmann, *Phys. Rev. B* **49**, 12975 (1994).
63. J. R. Engelbrecht, A. Nazarenko, M. Randeria, and E. Dagotto, *Phys. Rev. B* **57**, 13406 (1998).
64. В. П. Гусынин, В. М. Локтев, С. Г. Шарапов, *Письма в ЖЭТФ* **65**(2), 170 (1997).
65. A. L. Solovjov, L. V. Omelchenko, R. V. Vovk, O. V. Dobrovolskiy, S. N. Kamchatnaya, and D. M. Sergejev, *Curr. Appl. Phys.* **16**, 931 (2016).
66. A. L. Solovjov, L. V. Omelchenko, E. V. Petrenko, R. V. Vovk, V. V. Khotkevych, and A. Chroneos, *Sci. Rep.* **9**, 20424 (2019).

Аналіз флуктуаційної провідності
в $Y_{1-x}Cd_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($x = 0-0,4$)

В. М. Алієв, Р. І. Селім-заде, Дж. А. Рагімов,
Л. В. Омельченко, Є. В. Петренко

Проведено дослідження впливу часткового заміщення Y на Cd на механізм утворення надлишкової провідності в полікристалах $Y_{1-x}Cd_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з $x = 0$ (Y1), 0,1 (Y2), 0,3 (Y3) та 0,4 (Y4). Зі зростанням x питомий опір зразків ρ помітно зростає, а критична температура переходу в надпровідний (НП) стан T_c зменшувалася. Механізм утворення флуктуаційної провідності $\sigma'(T)$ поблизу T_c розглянуто в рамках теорії Асламазова–Ларкіна. Визначено температуру Гінзбурга (T_G), критичну температуру в наближенні середнього поля (T_c^{mf}), температуру 3D–2D кросовера (T_0) та температуру T_{01} , яка обмежує зверху область НП флуктуацій. Показано, що допущення Cd при збільшенні x від 0 до 0,4 приводить до зростання в 2,7 рази довжини когерентності вздовж осі c $\xi_c(0)$, а відстань між площинами CuO_2 , d_{01} , збільшується в 2,2 рази.

Відповідно моделі локальних пар з аналізу надлишкової провідності визначено температурні залежності псевдощільни (ПЩ), $\Delta^*(T)$. Виявлено, що зі зростанням заміщення максимальне значення ПЩ $\Delta^*(T_{pair})$ зменшується від 250,2 до 215,7 К, при цьому реальне значення ПЩ, яке вимірюється при T_G , $\Delta^*(T_G)$, зростає від 217,4 до 224,2 К.

Ключові слова: надпровідність, флуктуаційна провідність, псевдощільнина, довжина когерентності, $Y_{1-x}Cd_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.

Analysis of fluctuation conductivity
in $Y_{1-x}Cd_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($x = 0-0.4$)

V. M. Aliyev, R. I. Selim-zade, J. A. Ragimov,
L. V. Omelchenko, and E. V. Petrenko

The effect of partial substitution of Y on Cd on the mechanism of excess conductivity in $Y_{1-x}Cd_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ polycrystals with $x = 0, 0.1, 0.3$ and 0.4 (samples Y1, Y2, Y3 and Y4) has been studied. With an increase in x , the resistivity of the samples ρ increased markedly, and the critical temperature of the transition to the superconducting (SC) state, T_c , decreased. The mechanism of the formation of fluctuation conductivity $\sigma'(T)$ near T_c was considered in the framework of the Aslamazov–Larkin theory. The Ginzburg temperature (T_G), the critical temperature in the mean-field approximation (T_c^{mf}), the 3D–2D crossover temperature (T_0), and the temperature T_{01} , which limits the region of the SC fluctuations from above, were determined. It was shown that doping with Cd leads to an increase in the coherence length along the c axis, $\xi_c(0)$, by 2.7 times, and also the distance between the CuO_2 planes, d_{01} , by 2.2 times, with an increase in x from 0 to 0.4. In the framework of the local pair model, from the analysis of excess conductivity, the temperature dependence of the pseudogap (PG), $\Delta^*(T)$, was determined. It was found that with increasing substitution, the maximum value of PG, $\Delta^*(T_{pair})$, decreases from 250.2 K to 215.7 K, while the real value of PG, measured at T_G , $\Delta^*(T_G)$, increases from 217.4 K to 224.2 K.

Keywords: superconductivity, pseudogap, fluctuation conductivity, coherence length, $Y_{1-x}Cd_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.