

Исследование псевдощелевого состояния в $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ и $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{ZnCu}_2\text{O}_y$ ВТСП материалах

В.М. Алиев, А.Н. Мамедова, С.С. Рагимов, Р.И. Селим-заде, Б.А. Таиров

Институт Физики НАН Азербайджана, пр. Г. Джавида, 131, г. Баку, AZ 1143,

E-mail: v_aliev@bk.ru

Статья поступила в редакцию 1 февраля 2016 г., опубликована онлайн 29 августа 2016 г.

Изучено влияние замещения кальция цинком на транспортные свойства системы BiSrCaCuO-2221 . Показано, что критические температуры T_c образцов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ (B1) и $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{ZnCu}_2\text{O}_y$ (B2) близки (81 К и 80,72 К). Однако удельное сопротивление ρ образца $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{ZnCu}_2\text{O}_y$ заметно возрастает, и отношение $\rho_{\text{B2}}/\rho_{\text{B1}} \approx 10$ при 100 К. В рамках модели локальных пар рассмотрен механизм образования избыточной проводимости в $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ и $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{ZnCu}_2\text{O}_y$, с учетом теории Асламазова–Ларкина вблизи T_c . Определена температура T_0 перехода от 2D флуктуационной области к 3D области (т.е. температура 2D–3D кроссовера). Рассчитаны длины когерентности флуктуационных куперовских пар вдоль оси c , $\xi_c(0)$. Показано, что замещение Ca на Zn приводит к уменьшению $\xi_c(0)$ почти в 1,5 раза (соответственно 4,8 Å и 3,3 Å), а также к сужению как области существования псевдощели, так и области сверхпроводящих флуктуаций вблизи T_c . Определены температурная зависимость псевдощели $\Delta^*(T)$ и значения $\Delta^*(T_c)$. Увеличение ρ , его специфическая температурная зависимость и значительное уменьшение T^* в образце B2 указывают на разрушение локальных пар при высоких температурах, т.е. на подавление псевдощели при допировании Zn.

Вивчено вплив заміщення кальцію цинком на транспортні властивості системи BiSrCaCuO-2221 . Показано, що, критичні температури T_c зразків $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{ZnCu}_2\text{O}_x$ (B1) та $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{ZnCu}_2\text{O}_y$ (B2) близькі (81 К та 80,72 К). Проте питомий опір ρ зразка $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{ZnCu}_2\text{O}_y$, помітно зростає, і відношення $\rho_{\text{B2}}/\rho_{\text{B1}} \approx 10$ при 100 К. У рамках моделі локальних пар розглянуто механізм утворення надмірної провідності у $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{ZnCu}_2\text{O}_x$ та $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{ZnCu}_2\text{O}_y$, з урахуванням теорії Асламазова–Ларкіна біля T_c . Визначено температуру T_0 переходу від 2D флуктуаційної області до 3D області (тобто температуру 2D–3D кросовера). Розраховано довжини когерентності флуктуаційних куперівських пар уздовж осі c , $\xi_c(0)$. Показано, що заміщення Ca на Zn призводить до зменшення $\xi_c(0)$ майже в 1,5 рази (відповідно 4,8 Å і 3,3 Å), а також до звуження як області існування псевдощілини, так і області надпровідних флуктуацій біля T_c . Визначено температурну залежність псевдощілини $\Delta^*(T)$ та значення $\Delta^*(T_c)$. Збільшення ρ , його специфічна температурна залежність та значне зменшення T^* в зразку B2 вказують на руйнування локальних пар при високих температурах, тобто на пригнічення псевдощілини при допуванні Zn.

PACS: 74.20.Mn Необычные механизмы;

74.72.–h Купратные сверхпроводники;

74.25.–q Свойства сверхпроводников;

74.25.Jb Электронная структура (фотоэмиссия и др.)

Ключевые слова: сверхпроводимость, псевдощель, избыточная проводимость, $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{ZnCu}_2\text{O}_x$, длина когерентности, температура кроссовера.

1. Введение

В настоящее время имеется заметное число работ, посвященных анализу псевдощелевых эффектов в ВТСП соединениях (см. [1–11] и ссылки в них). Псевдощель

(ПЩ) — уникальное явление, характерное для ВТСП с активной плоскостью CuO_2 (купраты) в области допирования меньше оптимального. Оно проявляется при исследовании явлений туннелирования [12], angle resolved photoemission spectroscopy (ARPES) [2], теплоемкости

[13] и ряда других свойств [14,15]. Предполагается, что при некоторой температуре $T^* \gg T_c$ (T_c — критическая температура СП перехода) перераспределяется плотность состояний на поверхности Ферми: на части этой поверхности плотность состояний уменьшается [2,16,17]. Ниже температуры T^* соединение находится в состоянии с псевдощелью [1–3,16–19]. В этих работах также обсуждаются возможные механизмы проводимости в режимах нормального, сверхпроводящего и псевдощелевого состояний ВТСП.

Недавно появилась работа [20], посвященная изучению в $\text{Pb}_{0,55}\text{Bi}_{1,5}\text{Sr}_{1,6}\text{La}_{0,4}\text{CuO}_{6+\delta}$ (Pb-Bi2201) псевдощелевого состояния. Авторами была получена серия кристаллов Pb-Bi2201, на которых был проведен широкий ряд исследований для выявления ПЩ состояния. Результаты исследований по трем различным экспериментальным методикам показывают, что появление псевдощели при $T^* \cong 132$ К надо воспринимать не иначе, как фазовый переход. Авторы приходят к выводу, что по мере снижения температуры ВТСП соединение должно испытать два фазовых перехода: сначала появление псевдощели, затем переход в СП состояние.

В то же время, например, А.А. Абрикосов [21] считает, что ПЩ состояние нельзя рассматривать как некое новое фазовое состояние вещества, поскольку ПЩ не отделена от нормального состояния фазовым переходом. Однако можно согласиться, что в ВТСП имеет место кроссовер при $T = T^*$ [2,16,20]. Ниже T^* , в силу все еще не установленных на сегодняшний день причин, начинает уменьшаться плотность квазичастичных состояний на уровне Ферми [1–3,16,17]. Собственно по этой причине это явление и получило название «псевдощель» [18]. Впервые этот результат был получен в экспериментах по изучению ЯМР в слабо допированной системе Y123, в которой при охлаждении ниже T^* наблюдалось аномальное уменьшение сдвига Найта, прямо связанного в теории Ландау с плотностью состояний на уровне Ферми [17].

Известно, что характерной особенностью ВТСП является их чувствительность к дефектам кристаллической структуры, образующимся при отклонении от стехиометрии при изменении состава [22]. Характер изменения критических параметров сверхпроводников при атомном разупорядочении зависит от механизма СП спаривания. Поэтому влияние дефектов на свойства ВТСП имеет не только практическое, но и фундаментальное значение, поскольку способствуют пониманию явления высокотемпературной сверхпроводимости [22]. Выбор замещения Ca на Zn в $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ соединениях обусловлен тем, что цинк имеет меньший ионный радиус, чем кальций (соответственно 1,04 Å и 0,83 Å). При замещении Ca на Zn ожидается деформация кристаллической структуры, подобная возникающей при внешнем давлении, что может привести к существенному изменению СП параметров из-за изменения

расстояний между сверхпроводящими плоскостями и диэлектрическими блоками, а также за счет перераспределения заряда между ними [22–25].

Целью настоящей работы является исследование влияния замещения кальция на цинк в купратном ВТСП $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$, на удельное сопротивление, флуктуационную проводимость (ФЛП) и ПЩ состояние. Известно, что в настоящее время, прежде всего благодаря развитию метода ARPES [2,16], экспериментальное определение ПЩ состояния ВТСП материалов стало вполне возможным. Соответственно, модель локальных пар (ЛП) [1,7] позволяет получить информацию о температурной зависимости ПЩ из анализа избыточной проводимости, определяемой из резистивных измерений. В работе изучалась возможность возникновения ПЩ состояния в полученных нами ВТСП материалах при допировании Zn. Ее величина и температурная зависимость анализировались на основе исследования избыточной проводимости выше T_c в рамках ЛП модели [1,7,9] с учетом флуктуационной теории Асламазова–Ларкина [26] вблизи T_c .

2. Эксперимент

Методика получения поликристаллов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ и $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{ZnCu}_2\text{O}_y$ описана в нашей работе [27]. Образцы Bi–Sr–Ca–Cu–O и Bi–Sr–Zn–Cu–O были синтезированы в воздушной атмосфере. Соотношение исходных компонентов Bi_2O_3 , SrCO_3 , $\text{CaCO}_3(\text{ZnO})$, CuO соответствует соотношению 2:2:2:3. Синтез производился в следующем режиме: исходные компоненты SrCO_3 , $\text{CaCO}_3(\text{ZnO})$ и CuO вначале спекались при температуре 1173 К в течение 10 ч, затем в продукт реакции в соответствии со стехиометрией добавлялся Bi_2O_3 . Термообработка образцов производилась при 1113 К в течение 12 ч с последующей закалкой на воздухе. Из полученных таким образом поликристаллов вырезались образцы с размерами $\sim 2 \times 2 \times 6$ мм. Сопротивление измерялось стандартным четырехзондовым методом. Контакты монтировались с

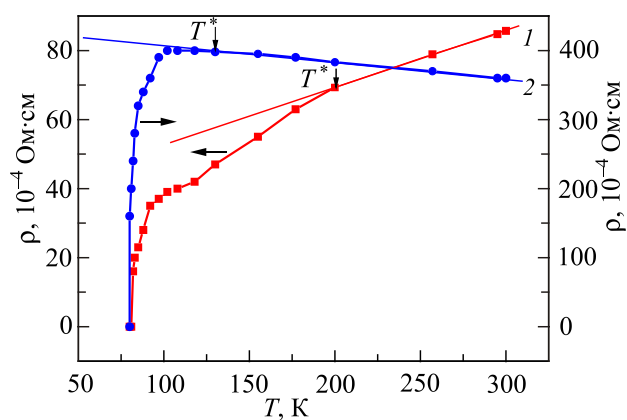


Рис. 1. (Онлайн в цвете) Температурные зависимости удельного сопротивления образцов В1 (1) и В2 (2).

помощью серебряной пасты, что позволяло минимизировать контактное сопротивление до ~ 1 Ом.

Температурные зависимости удельного сопротивления ρ образцов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ (B1) и $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{ZnCu}_2\text{O}_y$ (B2) представлены на рис. 1. Критические температуры СП перехода T_c были определены по максимуму, получаемому при дифференцировании кривой $\rho(T)$. Как видно на рис. 1, критические температуры T_c этих образцов близки: $T_c = 81$ К (B1); $T_c = 80,72$ К (B2), т.е. замена Са на Zn практически не влияет на T_c .

В литературе [28,29] выдвигается идея о том, что в купратных СП соединениях при замещении цинк, скорее всего, будет стремиться занять кристаллографические позиции ионов меди (ионные радиусы меди и цинка близки: $0,87 \text{ \AA}$ и $0,83 \text{ \AA}$). В [14,28,29] отмечается, что в иттриевых ВТСП замещение Си на Zn приводит к деградации сверхпроводимости, а в висмутовых ВТСП замещение меди до 0,01 части приводит к снижению T_c на 10–15 К. Исключение же из кристаллической решетки слоев СаО приводит к незначительному снижению температуры СП до 10 К. В нашем случае сохранение T_c (80,72 К) при введении ZnO подтверждает идею о замещении слоев СаО на ZnO в исходной матрице.

В то же время, удельное сопротивление образца B2 по сравнению с B1 заметно возрастает. Так, отношение $\rho(\text{B2})/\rho(\text{B1}) \approx 10$ при $T = 100$ К. Следует подчеркнуть, что при этом $\rho(T)$ демонстрирует полупроводниковый ход, сохраняя линейную зависимость в нормальном состоянии выше $T^* \sim 125$ К (рис. 1, кривая 2), что, возможно, является спецификой поведения $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{ZnCu}_2\text{O}_y$ [14]. Отметим, что сопротивление образцов может возрастать либо за счет увеличения числа дефектов, либо за счет уменьшения плотности носителей заряда [30–33]. Возможно, что в данном случае работают оба механизма. Замещение Са на Zn вполне вероятно приводит к образованию дефектов в кристаллической структуре образца. Так увеличением числа дефектов можно объяснить наблюдаемое при замещении Са на Zn уменьшение ПШЦ температуры T^* , так как дефекты препятствуют образованию локальных пар, эффективно снижая T^* [34]. С уменьшением плотности носителей заряда n_f , очевидно, связана линейная зависимость $\rho(T)$. При малых значениях n_f можно пренебречь электрон-электронным взаимодействием, которое при больших значениях n_f (в «overdoped» режиме) приводит к характерной для ферми-жидкости квадратичной зависимости $\rho(T)$ [35–37].

3. Обсуждение результатов

3.1. Флуктуационная проводимость

При уменьшении температуры (рис. 1) отклонение зависимости $\rho(T)$ от линейного хода в нормальной фазе наблюдается в образце B1 с $T^* \sim 200$ К (рис. 1, кривая 1), а в B2 — начиная с $T^* \sim 125$ К (рис. 1, кривая 2). Линейный ход зависимостей $\rho(T)$ выше этих температур хорошо экстраполируется в нормальной фазе выражением $\rho_N(T) = (\rho_0 + \kappa T)$. Значение коэффициентов $\kappa = d\rho_N/dT$ наклона экстраполяционных прямых представлены в табл. 1. Как показано в [19], эта линейная зависимость $\rho(T)$ соответствует нормальному состоянию ВТСП, которое характеризуется стабильностью поверхности Ферми. Эта линейная зависимость, экстраполированная в область низких температур, была использована для определения избыточной проводимости $\Delta\sigma(T)$ согласно:

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

Принимая во внимание необычную температурную зависимость сопротивления, полученную для B2 (рис. 1, 2), было интересно разобраться, существуют ли в данном случае ПШЦ и локальные пары в таком образце? Для выявления этой проблемы анализ избыточной проводимости (1) был проведен в модели локальных пар (ЛП) [1, 38–40].

Предполагая возможность образования локальных пар [1,3,7] в образцах при температурах ниже $T^* = 200$ К (B1) и $T^* = 125$ К (B2), полученные экспериментальные результаты были проанализированы с учетом возникновения ФЛП выше T_c , которая вблизи T_c подчиняется теории Асламазова–Ларкина [26]. На рис. 2(а) представлена зависимость логарифма избыточной проводимости $\ln \Delta\sigma$ от логарифма приведенной температуры $\ln \varepsilon = \ln(T/T_c - 1)$ образцов B1 (1) и B2 (2). Согласно теории АЛ, а также Хиками–Ларкина (ХЛ), развитой для ВТСП [41], в области $T > T_c$ (но вблизи T_c) происходит флуктуационное спаривание носителей заряда, приводящее к возникновению флуктуационных куперовских пар (ФКП). В этой области зависимость избыточной проводимости от температуры в соединениях BiSCCO [42] описывается выражениями

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

$$\Delta\sigma_{AL2D} = C_{2D} \{e^2/[16\hbar d]\} \varepsilon^{-1}, \quad (3)$$

Таблица 1. Параметры образцов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ (B1) и $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{ZnCu}_2\text{O}_y$ (B2)

Образцы	T_c , К	$\rho(100 \text{ К}), 10^{-4}$ Ом·см	$d\rho_N/dT$, мОм·см·К ⁻¹	λ_{2D}	λ_{3D}	$\xi_c(0)$, Å	A	$\Delta^*(T_c)$, К
B1	81,0	41,08	0,18	-0,99	-0,49	$4,8 \pm 0,2$	$5 \pm 0,1$	231,0
B2	80,72	450	-0,51	-0,95	-0,6	$3,3 \pm 0,2$	$6 \pm 0,1$	258,3

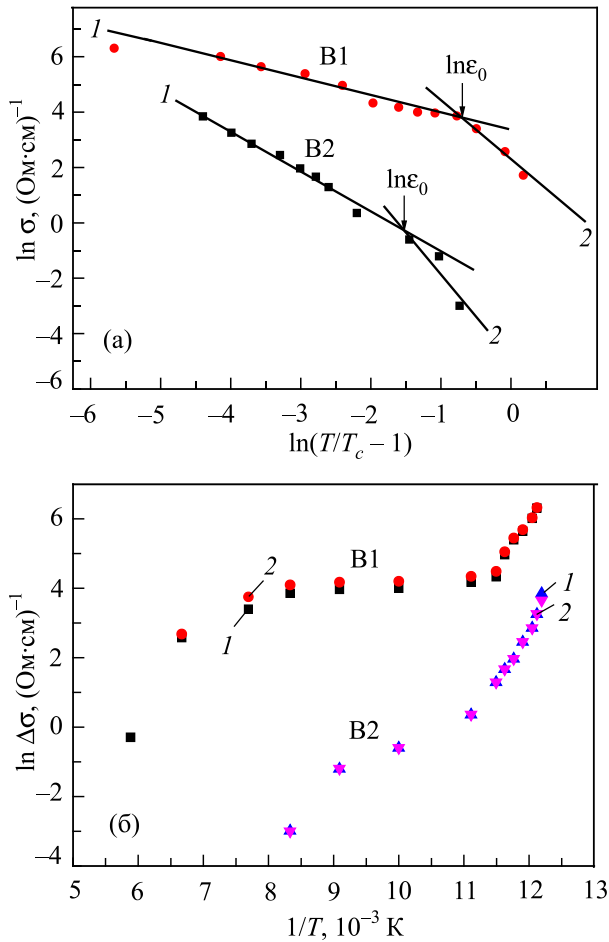


Рис. 2. (Онлайн в цвете) Зависимости логарифма избыточной проводимости от $\ln(T/T_c - 1)$. Сплошные линии — расчет в рамках теории Асламазова–Ларкина: участки 1 — 3D согласно (3); участки 2 — 2D согласно (2) (а). Зависимости логарифма избыточной проводимости от обратной температуры (б).

соответственно для трехмерных (3D) и двумерных (2D) флуктуаций. Скэйлинговые коэффициенты C служат для совмещения теории с экспериментом [1,43].

Таким образом, по наклону λ зависимостей $\ln(\Delta\sigma)$ как функции $\ln \varepsilon = \ln(T/T_c - 1)$ (см. рис. 2(а)) можно выделить области 2D ($\lambda = -1$) и 3D ($\lambda = -1/2$) флуктуационной проводимости и определить температуру кроссовера T_0 (температуру перехода от $\Delta\sigma_{2D}$ к $\Delta\sigma_{3D}$), а также тангенсы λ углов наклона зависимостей $\Delta\sigma(T)$, отвечающие показателям степени при ε в уравнениях (2) и (3). Соответствующие значения параметров, определенные из эксперимента для обоих образцов, приведены в табл.1. Видно, что значения λ_{2D} близки к -1 , а λ_{3D} — к $-0,5$ в хорошем согласии с предсказаниями теории. Отметим, что в полученных зависимостях отсутствует 2D вклад Маки–Томпсона [1,41], что типично для BiSCCO [42]. По температуре

кроссовера T_0 , которой отвечает $\ln \varepsilon_0$ на рис. 2(а), можно определить длину когерентности локальных пар вдоль оси c [1,41–43]:

$$\xi_c(0) = d_0 \sqrt{\varepsilon_0}, \quad (4)$$

где $d \approx 7 \text{ \AA}$ расстояние между внутренними проводящими плоскостями CuO_2 в BiSCCO [44]. Соответственно, получено $\xi_c(0) = (4,8 \pm 0,2) \text{ \AA}$ ($\ln \varepsilon_0 \approx -0,7$) для B1 и $\xi_c(0) = (3,3 \pm 0,02) \text{ \AA}$ ($\ln \varepsilon_0 \approx -1,5$) для B2, что находится в хорошем согласии с результатами, полученными для пленок Bi-2223 [42].

3.2. Псевдощель

Как отмечено выше, в купратах при $T < T^*$ происходит уменьшение плотности состояний квазичастиц на уровне Ферми [2,13,14] (причина этого явления еще до конца не выяснена), что создает условия для образования псевдощели в спектре возбуждений [1–3,14,16–19] и в конечном итоге приводит к образованию избыточной проводимости. Величина и температурная зависимость псевдощели в исследованных образцах была проанализирована в рамках ЛП модели [1,7] с учетом предсказываемого теорией [38–40] 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 локальные пары. При высоких температурах ЛП должны существовать в виде так называемых сильно связанных бозонов (ССБ) [1,3,38–40,45,46]. ССБ характеризуются некоторым значением энергии связи $\varepsilon_b \sim 1/\xi^2(T)$, обуславливающей создание таких пар [38–40], которая уменьшается с температурой, так как длина когерентности ВТСП в плоскости ab , $\xi_{ab}(T) = \xi_{ab}(0)(T/T_c - 1)^{-1/2}$, напротив, возрастает при уменьшении T [1,47]. 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 ($\xi_{ab}(T^*) \sim 10 \text{ \AA}$) в купратах [1,35,36,42,43].

Из проведенных нами исследований можно оценить величину и температурную зависимость ПЩ, анализируя температурную зависимость избыточной проводимости во всем интервале температур от T^* до T_c . Согласно [1,7,48]:

$$\Delta\sigma(\varepsilon) = \left\{ \frac{A(1 - T/T^*)[\exp(-\Delta^*/T)]e^2}{16\hbar\xi_c(0)\sqrt{2\varepsilon_0^* \sinh(2\varepsilon/\varepsilon_0^*)}} \right\}, \quad (5)$$

где $(1 - T/T^*)$ определяет число пар, сформированных при $T \leq T^*$, а $\exp(-\Delta^*/T)$ — 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 (2) и (3), $\epsilon^* \sim 0,2$ для Bi2223 — параметр теории [48].

$$\Delta^*(T) = T \ln \left\{ \frac{A(1-T/T^*)e^2}{\Delta\sigma(T)16\hbar\xi_c(0)\sqrt{2\epsilon_0^* \sinh(2\epsilon/\epsilon_0^*)}} \right\}, \quad (6)$$

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

На рис. 2(б) представлены зависимости избыточной проводимости образцов В1 и В2 от обратной температуры [49]. Как отмечается в [1,9,49], выбор таких координат обусловлен сильной чувствительностью линейного участка зависимости $\ln \Delta\sigma(1/T)$, определяемой уравнением (5), к величине $\Delta^*(T_c)$, что позволяет определить этот параметр с большой точностью. Это нужно для нахождения коэффициента A [1,9]. Зависимости $\Delta\sigma(1/T)$ были рассчитаны согласно методике, апробированной в [1,9,49]. Как видно на рис. 2(б), в этом случае рассчитанные значения $\ln \Delta\sigma(1/T)$ (кривые 2) для обоих образцов хорошо согласуются с экспериментальными данными (кривые 1) при соответствующем выборе значения $2\Delta^*(T_c)/k_B T_c$. Согласно [50], оптимальная аппроксимация для системы Bi–Sr–Ca–Cu–O достигается при значениях $2\Delta^*(T_c)/k_B T_c \approx 5-7$. Для нашего образца $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ $2\Delta^*(T_c)/k_B T_c \approx 5,7$; а для $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{ZnCu}_2\text{O}_y$ $2\Delta^*(T_c)/k_B T_c \approx 6,4$. Также видно, что линейный характер зависимости $\ln \Delta\sigma(1/T)$ для образца В1 приходится на интервал 93–117 К, а для В2 — на 88–111 К. Далее в области $93 \text{ К} < T < T^*$ зависимости $\ln \Delta\sigma(1/T)$ отклоняются от линейного хода. С учетом найденных значений $2\Delta^*(T_c)/k_B T_c$, для В1 вблизи T_c получим: $\Delta^*(T_c) = 81 \cdot 2,85 \approx 231 \text{ К}$, что согласуется с данными эксперимента (рис. 3(а)). Соответственно, для В2 $\Delta^*(T_c) = 80,72 \cdot 3,2 = 258,3 \text{ К}$, что также согласуется с данными эксперимента (рис. 3(б)). Как отмечается в [1,9], величина коэффициента A (см. табл. 1) подбирается из условия совпадения температурной зависимости $\Delta\sigma(\epsilon)$ (в (5) с экспериментальными данными в области 3D флуктуаций вблизи T_c , полагая в (5) $\Delta^* = \Delta^*(T_c)$. В результате из ЛП анализа для В1 было получено значение $A = 5$ и $A = 6$ для В2.

Температурная зависимость и величина параметра псевдощели $\Delta^*(T)$ (рис. 3) были рассчитаны на основе уравнения (6) с учетом найденных параметров. Максимальное значение величины псевдощели для В1 $\Delta_m^* \approx 26,8 \text{ мэВ}$, $\Delta^*(T_m) \approx 308 \text{ К}$, $T_m \approx 156 \text{ К}$. Купрат Bi-2223 имеет три проводящие плоскости CuO_2 на элементарную ячейку, причем даже в режиме оптимального допирования внешние плоскости (ОР) передопированы, а внутренняя (ИР) плоскость недоопирована [51]. В ЛП модели предполагается, что $\Delta^*(T_c) = \Delta_{SC}(0)$ [1,9,52], где $\Delta_{SC}(0)$ — значение СП щели при $T \rightarrow 0 \text{ К}$. Полученное из ЛП анализа значение $\Delta^*(T_c)$ для образца В1 $\Delta^*(T_c) \approx$

$\approx 20,09 \text{ мэВ}$ ($\Delta^*(T_c) \approx 231 \text{ К}$) (рис. 3(а)) хорошо согласуется с величиной «эффективной» сверхпроводящей щели $\Delta_{SC}^{OP} \sim 20,14 \text{ мэВ}$, полученной из андреевских спектров N–S контактов с Bi-2223 от внешних (ОР) плоскостей. Фактически Δ_{SC}^{OP} — это значение d -волновой энергетической щели в плоскостях ОР [51].

Таким образом, можно прийти к заключению, что в $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ ПЩ формируется за счет d -волновой энергетической щели в ОР CuO_2 плоскостях. Из представленных данных для $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ (рис. 3) также видно, что с понижением T величина псевдощели сначала возрастает, затем, пройдя через максимум, уменьшается. Это уменьшение обусловлено трансформацией ССБ в ФКП в результате БЭК–БКШ перехода, сопровождающейся увеличением избыточной проводимости при $T \rightarrow T_c$. Такое поведение Δ^* с понижением температуры впервые было обнаружено на пленках YBCO [1,9] с разным содержанием кислорода, что, по-видимому, является типичным для купратных ВТСП [9]. Таким образом, показано, что в исследованном нами $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ так же, как и в YBCO, возможно образование локальных пар носителей заряда при $T \gg T_c$, что создает условия для образования псевдощели [1–3] с последующим установлением фазовой когерентности флуктуационных ку-

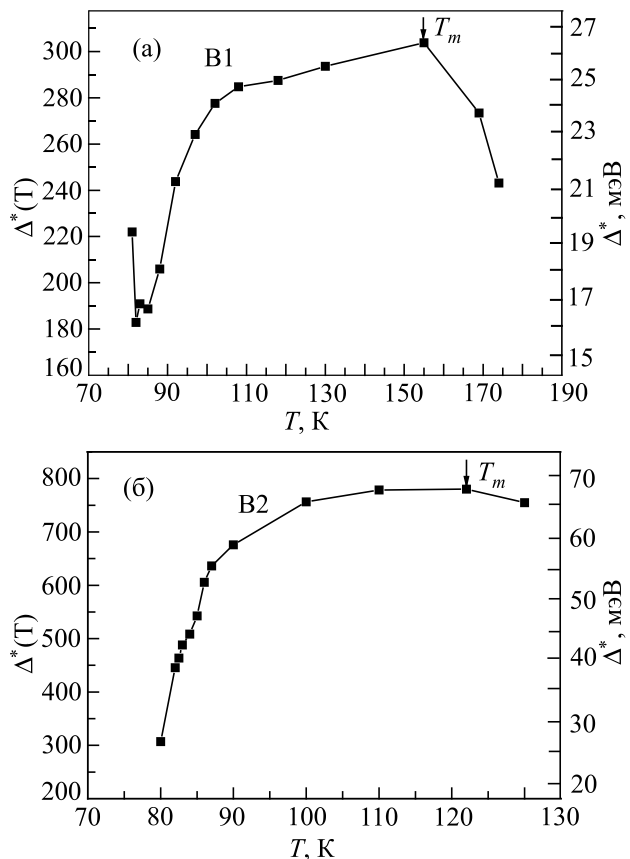


Рис. 3. Температурные зависимости расчетной величины псевдощели образцов В1 (а) и В2 (б). Стрелки показывают максимальные значения величины псевдощели.

перовских пар при $T < T_c$ [38–40,45,46].

Соответственно, для $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{ZnCu}_2\text{O}_y$ $\Delta_m^* \approx 68$ мэВ (≈ 780 К, $T_m \approx 122$ К), что заметно больше, чем типичные значения щели для Bi-2223 [50,51]. Принимая во внимание этот результат, а также малое значение T^* , аномальную температурную зависимость ρ и его большое значение, можно говорить о том, что анализ избыточной проводимости в рамках ЛП модели в данном случае не применим. Наиболее вероятно, что все обнаруженные особенности возникают в результате подавления локальных пар при допировании Zn в области высоких температур. Следовательно, возможность существования ПЩ в данном случае представляется проблематичной. В то же время, вблизи T_c для образца В2 из эксперимента имеем $\Delta^*(T_c) \approx 22,5$ мэВ ($\Delta^*(T_c) \approx 259$ К), что также хорошо согласуется с величиной «эффективной» сверхпроводящей щели $\Delta_{SC}^{OP} \sim 22,32$ мэВ, полученной в работе [51]. Этот результат говорит о том, что даже несмотря на сильное влияние Zn, вблизи T_c всегда наблюдается область сверхпроводящих флуктуаций, в которой возникают некогерентные ФКП (short-range phase correlations) [1,45,46,52], параметр порядка которых $\Delta^*(T_c)$ наиболее вероятно также формируется за счет d -волновой энергетической щели в ОР CuO_2 плоскостях [51]. При этом флуктуационная проводимость описывается 3D уравнением теории АЛ [26] (рис. 2(а)). Этот результат также подтверждает вывод о том, что перед СП резистивным переходом ВТСП всегда переходит в 3D состояние (трехмеризуется) [1,38–40].

Анализ наклона линейных участков зависимости $\ln(\Delta\sigma)$ от $\ln \epsilon$ вблизи точки перехода $T = T_f$ из области ПЩ к флуктуационной проводимости позволил нам также оценить относительную протяженность существования как ПЩ $t^* = (T^* - T_f)/T_f$, так и ФЛП $t_f = (T_f - T_c)/T_c$ режимов [4,53]. Результаты расчетов показывают, что при замещении Ca на Zn в системе Bi–Sr–Ca–Cu–O происходит сужение температурной области реализации избыточной проводимости от 0,67 до 0,27, а также области ФЛП от 0,5 до 0,22. Как отмечено выше, это может происходить как за счет подавления локальных пар, так и за счет деформации кристаллической структуры при замещении.

Заключение

Проведенные исследования и анализ показали, что избыточная проводимость $\Delta\sigma(T)$ в $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ в интервале температур $T_f < T < T^*$ удовлетворительно описывается в рамках модели локальных пар [1,9,45,46], которая не работает в случае $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{ZnCu}_2\text{O}_y$. Однако при $T \rightarrow T_c$ $\Delta\sigma(T)$ в обоих образцах подчиняется теории Асламазова–Ларкина для 2D и 3D флуктуаций [23,38]. Таким образом, несмотря на вероятное подавление локальных пар цинком при высоких T , перед переходом в сверхпроводящее состояние всегда ре-

ализуется область сверхпроводящих флуктуаций в виде ФКП [53], в которой $\Delta\sigma(T)$ описывается (2) для 3D сверхпроводников (т.е. перед СП переходом ВТСП всегда трехмеризуется).

Замещение кальция на цинк в висмутовых ВТСП приводит к заметному увеличению сопротивления и полупроводниковой зависимости $\rho(T)$. В то же время происходит заметное уменьшение T^* , приводящее к сужению температурной области реализации ПЩ, а также области ФЛП, и длина когерентности куперовских пар уменьшается почти в 1,5 раза. Соответственно, величина ПЩ и соотношение $2\Delta^*(T_c)/k_B T_c$ возрастают. Такое поведение наиболее вероятно можно объяснить как подавлением локальных пар, так и влиянием образовавшихся дефектов в кристаллической структуре при замещении Ca на Zn в составе $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$. Принимая во внимание эти результаты, можно сделать вывод о том, что анализ избыточной проводимости в рамках ЛП модели в данном случае не применим. Следовательно, возможность существования ПЩ в данном случае представляется проблематичной.

В то же время, полученные значения ПЩ в T_c для $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ $\Delta^*(T_c) \approx 20,09$ мэВ ($\Delta^*(T_c) \approx 230$ К) и для образца $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{ZnCu}_2\text{O}_y$ $\Delta^*(T_c) \approx 22,5$ мэВ ($\Delta^*(T_m) \approx 258$ К) хорошо согласуются с величиной «эффективной» сверхпроводящей щели $\Delta_{SC}^{OP} \sim 20,14$ мэВ и 22,32 мэВ, полученной из андреевских спектров для Bi-2223 [51]. Таким образом, можно предположить, что в $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ и $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{ZnCu}_2\text{O}_y$ материале ПЩ формируется за счет преобразования d -волновой СП энергетической щели в ОР CuO_2 плоскостях в соответствующую щель флуктуационных куперовских пар выше T_c .

Авторы статьи выражают благодарность А.Л. Соловьеву за активное участие в обсуждении результатов, позволившем осветить многие аспекты исследуемой проблемы.

1. A.L. Solovjov, *Superconductors — Materials, Properties and Applications*, in: *Pseudogap and local pairs in high- T_c superconductors*, A.M. Gabovich (ed), Rijeka: InTech, 137 (2012) p. 137.
2. A.A. Kordyuk, *Low Temp. Phys.* **41**, 319 (2015).
3. R. Peters and J. Bauer, *Phys. Rev. B* **92**, 014511 (2016).
4. М.А. Оболенский, Р.В. Вовк, А.В. Бондаренко, *ФНТ* **32**, 1488 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 1131 (2006)].
5. Е.Б.Амитин, К.Р. Жданов, А.Г. Блинов, М.Ю. Каменева, Ю.А. Ковалевская, Л.П. Козеева, И.Е. Пауков, *ФНТ* **31**, 4, 323 (2005) [*Low Temp. Phys.* **31**, 241 (2005)].
6. М.В. Садовский, *УФН* **171**, 539 (2001).
7. М.Р. Трунин, *УФН* **175**, 1017 (2005).
8. Л.А. Боярский, *ФНТ* **32**, 1078 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 819 (2006)].
9. А.Л. Соловьев, В.М.Дмитриев, *ФНТ* **32**, 753 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 576 (2006)].

10. Г.Я. Хаджай, Н.Р. Вовк, Р.В. Вовк, *ФНТ* **40**, 630 (2014) [*Low Temp. Phys.* **40**, 488 (2014)].
11. A.L. Solovjov, M.A. Tkachenko, R.V. Vovk, and A. Chroneos, *Physica C* **501**, 24 (2014).
12. Y. Yamada, K. Anagawa, T. Shibauchi, T. Fujii, T. Watanabe, A. Matsuda, and M. Suzuki, *Phys. Rev. B* **68**, 054533 (2003).
13. J.L. Tallon, F. Barber, J.G. Storey, and J.W. Loram, *Phys. Rev. B* **87**, 140508 (2013).
14. 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* **531**, 210 (2016).
15. T. Timusk and B. Statt, *Rep. Prog. Phys.* **62**, 161 (1999).
16. T. Kondo, A.D. Palczewski, Y. Hamaya, T. Takeuchi, J.S. Wen, Z.J. Xu, G. Gu, and A. Kaminski, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 157003 (2013).
17. H. Alloul, T. Ohno, and P. Mendels, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1700 (1989).
18. N.F. Mott, *Rev. Mod. Phys.* **40**, 677 (1968).
19. B.P. Stojkovic and D. Pines, *Phys. Rev. B* **55**, 8576 (1997).
20. 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).
21. A.A. Abrikosov, *Phys. Rev. B* **64**, 104521 (2001).
22. В.А. Кашурников, А.В. Красавин, *Современные проблемы физики твердого тела. Высокотемпературная сверхпроводимость*, Москва (2002), ч. 2.
23. Z. Zou, K. Oka, Y. Nishihara, and J. Ye, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 1074 (1998).
24. S.V. Samoylenkov, O.Yu. Gorbenko, and A.R. Kaul, *Physica C* **278**, 49 (1997).
25. J.G. Lin, C.Y. Huang, Y.Y. Xue, C.W. Chu, X.W. Cao, and J.C. Ho, *Phys. Rev. B* **51**, 12900 (1995).
26. L.G. Aslamazov and A.L. Larkin, *Phys. Lett. A* **26**, 238 (1968).
27. В.М. Алиев, С.А. Алиев, С.С. Рагимов, Г.Дж. Султанов, А.Н. Мамедова, *ФНТ* **35**, 1081 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 843 (2009)].
28. Н.Е. Алексеевский, А.В. Митин, Г.М. Кузьмичева, Т.Н. Тарасова, Е.П. Хлебников, В.В. Евдокимова, *СФХТ* **2**, 60 (1989).
29. А.Г. Саркисян, В.М. Арутюнян, Э.В. Путныйн и др., *СФХТ* **3**, 2071 (1990).
30. А.С. Александров, А.Б. Кребс, *ВФН* **162**, 1 (1992).
31. A.S. Alexandrov, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 259704 (2005).
32. K.D. Tsendin and B.P. Popov, *Supercond. Sci. Technol.* **16**, 80 (1999).
33. A.N. Das, B. Ghosh, and P. Choudhury, *Physica C* **158**, 311 (1989).
34. A.L. Solovjov, *Fiz. Nizk. Temp.* **28**, 1138 (2002) [*Low Temp. Phys.* **28**, 812 (2002)].
35. T. Ito, K. Takenaka, and S. Uchida, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3995 (1993).
36. *The Physics of Superconductors. Conventional and High-T_c superconductors*, K.H. Bennemann and J.B. Katterson (eds.), Springer, Berlin (2003).
37. Y. Ando, S. Komiya, K. Segawa, S. Ono, and Y. Kurita, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 267001 (2004).
38. В.М. Локтев, *ФНТ* **22**, 490 (1996) [*Low Temp. Phys.* **22**, 376 (1996)].
39. R. Haussmann, *Phys. Rev. B* **49**, 12975 (1994).
40. J.R. Engelbrecht, A. Nazarenko, M. Randeria, and E. Dagotto, *Phys. Rev. B* **57**, 13406 (1998).
41. S. Hikami and A.I. Larkin, *Mod. Phys. Lett. B* **2**, 693 (1988).
42. W. Lang, G. Heine, W. Kula, and Roman Sobolewski, *Phys. Rev. B* **51**, 9180 (1995).
43. B. Oh, K. Char, A.D. Kent, M. Naito, M.R. Beasley, T.H. Geballe, R.H. Hammond, A. Kapitulnik, and J.M. Graybeal, *Phys. Rev. B* **37**, 7861 (1988).
44. P. Villers, R.A. Doyle, and V.V. Griidin. *Phys. Condens. Matter* **4**, 9401 (1992).
45. R. Peters and J. Bauer, *Phys. Rev. B* **92**, 014511 (2015).
46. M. Randeria, *Nature Phys.* **6**, 561 (2010).
47. P.G. De Gennes, *Superconductivity of Metals and Alloys*, W.A. Benjamin, INC., New York, Amsterdam (1966), p. 280.
48. B. Leridon, A. Défosses, J. Dumont, J. Lesueur, and J.P. Contour, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 197007 (2001).
49. Д.Д. Прокофьев, М.П. Волков, Ю.А. Бойков, *ФТТ* **45**, 1168 (2003).
50. Ya. Ponomarev, M. Mikheev, M. Sudakova, S. Tchesnokov, and S. Kuzmichev, *Phys. Status Solidi C* **6**, 2072 (2009).
51. А.И. Дьяченко, В. Ю. Таренков, *ФТВД* **24**, № 2 (2014).
52. J. Stajic, A. Iyengar, K. Levin, B.R. Boyce, and T.R. Lemberger, *Phys. Rev. B* **68**, 024520 (2003).
53. A.L. Solovjov, L.V. Omelchenko, R.V. Vovk, O.V. Dobrovolskiy, S.N. Kamchatnaya, and D.M. Sergeev, *Current Appl. Phys.* **16**, 931 (2016).

Investigation of the pseudogap state in Bi₂Sr₂CaCu₂O_x and Bi₂Sr₂ZnCu₂O_y HTSC materials

V.M. Aliev, A.N. Mamedova, S.S. Raqimov, R.I. Selim-zade, and B.A. Tairov

The influence of substitution of Calcium by Zinc on the transport properties of BiSrCaCuO-2221 system was studied. It was shown that the critical temperatures T_c for Bi₂Sr₂CaCu₂O_x (B1) and Bi₂Sr₂ZnCu₂O_y (B1) are very close (81 K and 81.72 K). However the resistivity ρ of Bi₂Sr₂ZnCu₂O_y sample increases appreciably and the ratio $\rho_{B2}/\rho_{B1} \approx 10$ at 100 K. In the framework of the local pair model we analyzed the origin of excess conductivity in Bi₂Sr₂CaCu₂O_x and Bi₂Sr₂ZnCu₂O_y, taking into account Aslamazov-Larkin theory in the vicinity of T_c . We found the temperature T_0 for transition from 2D fluctuation area to 3D region (the temperature of 2D-3D crossover). The coherence length of fluctuating Cooper pairs along the c-axis

$\xi_c(0)$ was calculated. Substitution of Ca by Zn results in decrease of $\xi_c(0)$ by factor of 1.5 (4.8 Å and 3.3 Å respectively) and narrowing of pseudogap region as well as superconducting fluctuation area near T_c . The temperature dependence of pseudogap $\Delta^*(T)$ and $\Delta^*(T_c)$ were determined. Increase of ρ and its specific temperature dependence together with significant decrease of T^* indicates destruction of local pairs at high temperatures i.e. suppression of pseudogap as a result of Zn doping.

PACS: 74.20.Mn Nonconventional mechanisms
74.72.-h Cuprate superconductors
74.25.±q Properties of superconductors
74.25.Jb Electronic structure (photoemission, etc.).

Keywords: superconductivity, pseudogap, excess conductivity, $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{ZnCu}_2\text{O}_x$, coherent length, crossover temperature.