

BULLETIN OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES
OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

ISSN 1991-3494

Volume 4, Number 362 (2016), 95 – 104

**ABOUT TEMPERATURE DEPENDENCES OF EXCESS CURRENT AND
PSEUDOGAP IN HIGH-TEMPERATURE SUPERCONDUCTOR BSCCO**

D. M. Sergeyev^{1,2}, K. Sh. Shunkeyev¹, A. L. Solovjov³

¹Zhubanov Aktobe Regional State University, Aktobe, Kazakhstan,

²Begeldinov Military Institute of Air Defence Forces, Aktobe, Kazakhstan,

³Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering of the National Academy of Sciences of Ukraine, Kharkiv.

E-mail: serdau@rambler.ru, serdau@mail.ru

Key words: high-temperature superconductivity, fluctuation conductivity, excess current, pseudogap, model Varlamov-Livanov.

Abstract. The fluctuation conductivity of high-temperature superconductor (HTSC) $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_9$ (BSCCO) was calculated within the model of Varlamov-Livanov. On the basis of the local-pairs model the temperature dependences of excess current and pseudogap were calculated and the temperature dependence of BSCCO excess current was experimentally measured. With the help of a computer program VESTA the distances between the active conducting planes of cuprate HTSC ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.8}$, $\text{La}_{1.83}\text{Sr}_{0.17}\text{CuO}_4$, $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$, $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_9$) were defined and the parameters of interplanar pairing (connection parameters) were evaluated. It is shown that the maximum value of the pseudogap in BSCCO corresponds to the temperature of Cooper pairs condensation occurrence $T_{pair} \approx 180$ K and coincides with the feature of excess current, which is manifested in same temperature. The results of excess current and pseudogap simulation are in satisfactory agreement with the experiment by measuring of the excess current HTSC of BSCCO type in the wide temperature range 80–250K.

УДК 538.945

**О ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЗАВИСИМОСТЯХ ИЗБЫТОЧНОГО ТОКА
И ПСЕВДОЩЕЛИ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОМ
СВЕРХПРОВОДНИКЕ BSCCO**

Д. М. Сергеев^{1,2}, К. Ш. Шункеев¹, А. Л. Соловьев³

¹Актыбинский региональный государственный университет им. К. Жубанова, Актобе, Казахстан,

²Военный институт Сил воздушной обороны им. Т. Я. Бегельдина, Актобе, Казахстан,

³Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Харьков

Ключевые слова: высокотемпературная сверхпроводимость, флуктуационная проводимость, избыточный ток, псевдощель, модель Варламова-Ливанова.

Аннотация. В рамках модели Варламова-Ливанова вычислена флуктуационная проводимость высокотемпературного сверхпроводника $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_9$ (BSCCO). На основе модели локальных пар найдены температурные зависимости избыточного тока и псевдощели, а также экспериментально измерена температурная зависимость избыточного тока BSCCO. С помощью компьютерной программы VESTA определены расстояния между активными проводящими плоскостями купратных ВТСП ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.8}$, $\text{La}_{1.83}\text{Sr}_{0.17}\text{CuO}_4$, $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$, $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_9$) и оценены их параметры межплоскостного спаривания (параметры связи). Показано, что максимальное значение псевдощели в BSCCO соответствует температуре возникновения зародышей конденсата куперовских пар $T_{pair} \approx 180$ К и совпадает с особенностью избыточного тока, проявляющейся в этой же температуре. Результаты моделирования избыточного тока и псевдощели удовлетворительно согласуются с экспериментом по измерению избыточного тока ВТСП типа BSCCO в широком интервале температур 80–250К.

Несмотря на альтернативную версию существования псевдощелевого состояния в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) как конкурирующего со сверхпроводящим состоянием, обусловленным либо динамическими флуктуациями (спиновыми, зарядовыми или структурными), либо волнами зарядовой плотности с d-симметричным параметром порядка [1-3], также наравне с ней пробивает себе дорогу и версия о существовании псевдощелевого состояния в роли предвестника сверхпроводимости, когда при некоторой характеристической температуре выше критической $T^* > T_c$ возникает флуктуационное куперовское спаривание электронов, но их фазовая когерентность достигается лишь при критической температуре $T = T_c$ [4-8]. Следует отметить, что существуют работы в которых псевдощель рассматривается и как предвестник, и как конкурент сверхпроводимости (см. напр. [9]), т.е. предприняты попытки объединить вышеуказанные подходы.

После открытия купратных ВТСП стало ясно, что ВТСП, кроме высокой критической температуры, превышающие под давлением, обладают рядом необычных свойств, которые отличают их от классических низкотемпературных сверхпроводников, например, антиферромагнитное упорядочение при малом легировании, сверхструктурная модуляция заряда (волна зарядовой плотности), фононные аномалии, аномалии температурной зависимости сопротивления, теплового расширения, теплоемкости и т.п. [10]. По структуре купратные ВТСП отличаются от обычных слоистостью структуры и огромным параметром решеток, достигающим нескольких десятков Ангстрем [11, 12]. Одним из уникальных явлений, обнаруживаемых только в ВТСП является псевдощель Δ^* , описывающаяся перераспределением состояний на поверхности Ферми при некоторой характеристической температуре T^* выше критической T_c . Ниже характеристической температуры T^* ВТСП-соединение существует в необычном состоянии, в котором сочетаются свойства нормальной и сверхпроводящей фаз (псевдощелевое состояние) [4]. При температурах ниже $T^* > T_c$ начинает уменьшаться плотность квазичастичных состояний на уровне Ферми. Этот феномен был зафиксирован в экспериментах по изучению ЯМР в слабодопированных купратных ВТСП типа YBCO (Y123) [13, 14], при охлаждении в котором обнаружили аномальное уменьшение сдвига Найта (рисунок 1). Как видно, в классических сверхпроводниках в нормальном состоянии зависимость плотности ферми-состояний от энергии остается постоянной (до температуры T_c), когда в ВТСП наблюдается постепенное уменьшение ферми-состояний далеко от критической температуры.

Псевдощелевое состояние, проявляющееся в оптической проводимости и транспортных свойствах, рассматривается либо как результат формирования локальных пар [15, 16], либо как следствие сильных флуктуаций фазы параметра порядка [17]. В последнее время интенсивно исследуются возможные взаимосвязи температурных зависимостей избыточного тока и избыточной проводимости в купратных ВТСП с псевдощелью, что усиливает предположение о происхождении псевдощели в пользу «сверхпроводящей» природы [18]. Действительно, аномально большие значения избыточной проводимости, а также особенности ее температурного поведения не могут быть объяснены в рамках модели термодинамических флуктуаций, следует учитывать другие дополнительные механизмы, приводящие к спариванию квазичастиц при температуре выше критической [18]. Во многих известных фононных моделях пренебрегается малость характерной длины когерентности в ВТСП, указывающая на невозможность размазывания куперовской пары в реальном пространстве, т.е. пары являются пространственно-локализованными квазичастицами, подчиняющимися статистике Бозе-Эйнштейна. Имеется ряд теоретических работ по сверхпроводимости, рассматривающих модель бозе-газа с использованием в первом приближении формул идеального бозе-газа [19]. Такой подход (модель Schafroth или модель с локальными парами) справедлив при малости характерной длины когерентности. В модели Schafroth помимо локальности пар, не запрещается существование пар и при температуре выше критической $T > T_c$ (т.е. флуктуационных куперовских пар), однако не определен механизм спаривания квазичастиц.

Следует отметить, что существует модифицированная версия модели Schafroth для случая ВТСП с конкретизированной природой локальных пар-бозонов (модель Alexandrov) [20], учитывающая возможное существование сильной электрон-фононной связи в ВТСП, за счет которой

вероятно поляронное сужение зоны, утяжеление электрона и превращение его в полярон малого радиуса. Подобные поляроны имеют малый размер и из-за мгновенной перезарядки могут образовать биполярон (бозонную пару) [21].

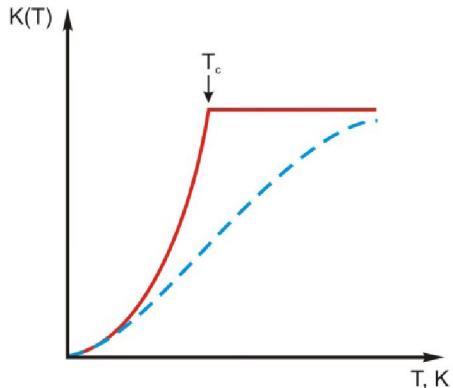


Рисунок 1 – Температурная зависимость сдвига Найта в классических сверхпроводниках (сплошная линия) и ВТСП (пунктир) [14]

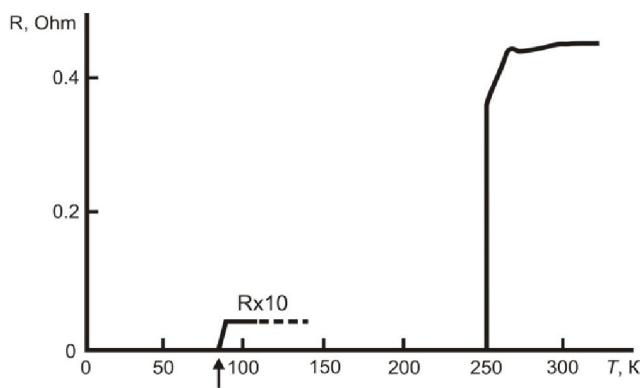


Рисунок 2 – Флуктуационный сверхпроводящий переход при $T = 250\text{ K}$, наблюдавшийся на неоднородной, неоднородной пленке YBaCuO (стрелкой показан обычный переход в сверхпроводящее состояние при $T = 90\text{ K}$ ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ [10])

Одним из удивительных феноменов, проявляющимся в ВТСП, является существование «флуктуационной сверхпроводимости», где исследователи временно обнаруживают переход в сверхпроводящее состояние при температурах намного превышающих критическую температуру T_c (рисунок 2), однако заново не могут воспроизвести эти результаты, после изчезновения [10]. На наш взгляд, это явление можно объяснить существованием флуктуационных куперовских пар в ВТСП при температуре выше критической, как в модели Schafroth [19]. В связи с этим в данной работе представлены результаты моделирования и экспериментального измерения флуктуационной (избыточной) проводимости ВТСП типа BSCCO.

Известно, что флуктуационная проводимость сверхпроводника возрастает при приближении к критической температуре T_c [22]. В двумерных системах вблизи T_c флуктуационная проводимость определяется поправками Асламазова-Ларкина (АЛ) [23]:

$$\Delta\sigma_{AL} = \frac{e^2}{16\hbar} \varepsilon^{-1}, \quad (1)$$

и Маки-Томпсона (МТ) [24,25]:

$$\Delta\sigma_{MT} = \frac{e^2}{8\hbar} \frac{1}{\varepsilon - \delta} \ln\left(\frac{\varepsilon}{\delta}\right), \quad (2)$$

где e – элементарный заряд, \hbar – постоянная Планка, $\varepsilon = \ln(T/T_c) \approx (T - T_c)/T_c$, T – текущая температура образца, T_c – критическая температура, $\delta = \ln(T_{c0}/T_c) \approx (T_{c0} - T_c)/T_c$, T_{c0} – невозмущенное значение критической температуры. Поправка АЛ связана с наличием флуктуационных куперовских пар и ее вклад преобладает вблизи T_c , а поправка МТ – с взаимодействием квазичастич с флуктуационными парами и вклад данной поправки МТ возрастает по мере удаления от T_c . Однако при значениях $\varepsilon \approx \delta$, следует учитывать обе поправки АЛ и МТ. Это означает, что в интервале температур $T_c < T < T^*$ в ВТСП должны существовать флуктуационные куперовские пары. Данное явление экспериментально подтверждается в работе [26], где наблюдается ток когерентных бозонов с зарядом $2e$ в плёнках YBaCuO выше температуры T_c . Следует отметить, что уравнения (1), (2) хорошо описывают флуктуационные характеристики НТСП, а флуктуационные характеристики ВТСП корректнее описываются моделями Хиками-Ларкина [27] и Варламова-Ливанова [28]. Модель Варламова-Ливанова опирается на феноменологическую теорию сверхпроводимости Гинзбурга-Ландау [29] и определяет флуктуационную проводимость ВТСП материалов:

$$\Delta\sigma_{VL} = \left(\frac{e^2}{16\hbar d} \right) \left(\frac{T}{T_c} - 1 \right)^{-1} \left[1 + J \left(\frac{T}{T_c} - 1 \right)^{-1} \right]^{-\frac{1}{2}}, \quad (3)$$

где $J = \left(\frac{2\xi_c(0)}{d} \right)^2$ – параметр связи (или постоянная межплоскостного спаривания); d – расстояние между проводящими слоями в ВТСП; $\xi_c(0)$ – длина когерентности вдоль оси c при нулевой абсолютной температуре.

Для расчета температурной зависимости избыточной проводимости купратных ВТСП в рамках модели Варламова-Ливанова (3) следует сначала найти параметр связи J , зависящий от расстояния между проводящими слоями оксида меди (CuO) в ВТСП. Расстояние между проводящими активными плоскостями оксида меди определили используя программу VESTA (Visualization for Electronic and STructural Analysis) [30], предназначенную для моделирования различных структур. С помощью программы VESTA модельно представлены распространенные типы купратных ВТСП, такие как $YBa_2Cu_3O_{6.8}$ (или YBCO, Y123), $La_{1.83}Sr_{0.17}CuO_4$ (LSCO), $Tl_2Ba_2CaCu_2O_8$ (TBCCO), $Bi_2Sr_2CaCu_2O_9$ (BSCCO) (рисунок 3, а-г). Результаты моделирования показывают, что для YBCO расстояние между оксидными плоскостями составляет $d \approx 11,687 \text{ \AA}$, LSCO – $d \approx 13,273 \text{ \AA}$, TBCCO – $d \approx 26,204 \text{ \AA}$, BSCCO – $d \approx 18,8108 \text{ \AA}$.

Зная критические температуры перехода в сверхпроводящее состояние вышеперечисленных купратных ВТСП структур и их параметры связи, определенные с помощью программы VESTA, на основе уравнения Варламова-Ливанова (3) находим температурные зависимости избыточной проводимости в координатах $\Delta\sigma - T$ и $\ln(\Delta\sigma) - T^{-1}$ (рисунок 4, а, б). Как видно, флюктуационная проводимость LSCO сильно отличается от других типов купратных ВТСП из-за относительно низкого значения критической температуры $T_c \approx 38 \div 40 \text{ K}$, когда для YBCO значение критической температуры варьируется в интервале $T_c \approx 90 \div 93 \text{ K}$, TBCCO – $T_c \approx 123 \div 128 \text{ K}$, BSCCO – $T_c \approx 107 \div 110 \text{ K}$. Флюктуационная проводимость, рассматриваемых купратных ВТСП-систем, сильно изменяется при приближении к T_c , а далее с увеличением температуры убывает по экспоненциальному закону (рисунок 4, а). Так же заметно, что в достаточно широком интервале температур избыточная проводимость ВТСП $\Delta\sigma - T$ и $\ln(\Delta\sigma) - T^{-1}$ изменяется по линейному закону. Эти факты позволяют описать избыточную проводимость с помощью экспоненциального уравнения следующего типа [5, 31]:

$$\Delta\sigma = \Delta\sigma_0 \exp\left(\frac{\Delta^*}{T}\right), \quad (4)$$

где $\Delta\sigma_0$ – аппроксимационная постоянная, Δ^* – величина, определяющая некоторый термоактивационный процесс через энергетическую щель – псевдощель.

Из уравнения (4) видно, что избыточная проводимость $\Delta\sigma$ обратно пропорциональна числу флюктуационных купровских пар $\exp(-\Delta^*/k_B T)$, разрушенных тепловым движением и прямо пропорциональна плотности флюктуационных купровских пар $n_{fs} = 1 - \frac{T}{T^*}$ (здесь $\Delta\sigma_0 \propto n_{fs}$). Основываясь на этой идеи и построена модель локальных пар, описывающая избыточную проводимость и псевдощель ВТСП [4]:

$$\Delta\sigma(T) = A \cdot \left(1 - \frac{T}{T^*} \right) \exp\left(-\frac{\Delta^*}{T}\right) \frac{e^2}{16\hbar\xi_c(0)} \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon_{c0}^* \cdot \sinh(2\varepsilon/\varepsilon_{c0}^*)}}, \quad (5)$$

где Δ^* – псевдощель, $\varepsilon_{c0}^* = (T_{c0}^*/T_c^{mf} - 1)$ – параметр Leridon-Defossez-Dumont-Lesueur-Contour [32], $\varepsilon = \ln(T/T_c^{mf})$ – приведенная температура, A – поправочный коэффициент, T_c^{mf} – температура,

при которой фермионы начинают формироваться как пары. Из (5) получим уравнение для температурной зависимости псевдощели:

$$\Delta^*(T) = T \cdot \ln \left[A \cdot \left(1 - \frac{T}{T^*} \right) \frac{1}{\Delta\sigma(T)} \frac{e^2}{16\hbar\xi_c(0)} \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon_{c0}^* \cdot \sinh(2\varepsilon/\varepsilon_{c0}^*)}} \right]. \quad (6)$$

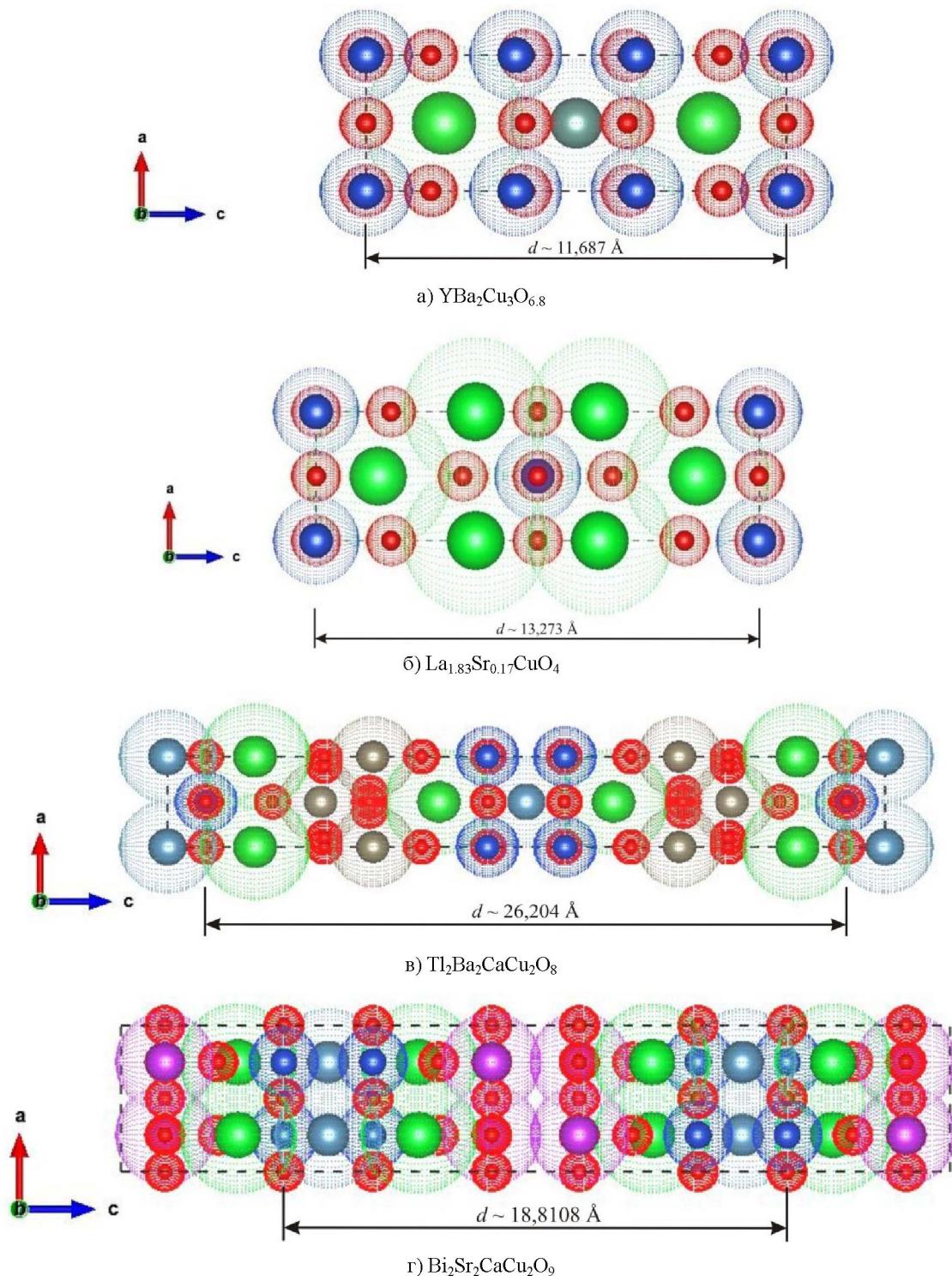


Рисунок 3 – Результаты модельного представления для определения расстояния между активными проводящими плоскостями купратных ВТСП в программе VESTA

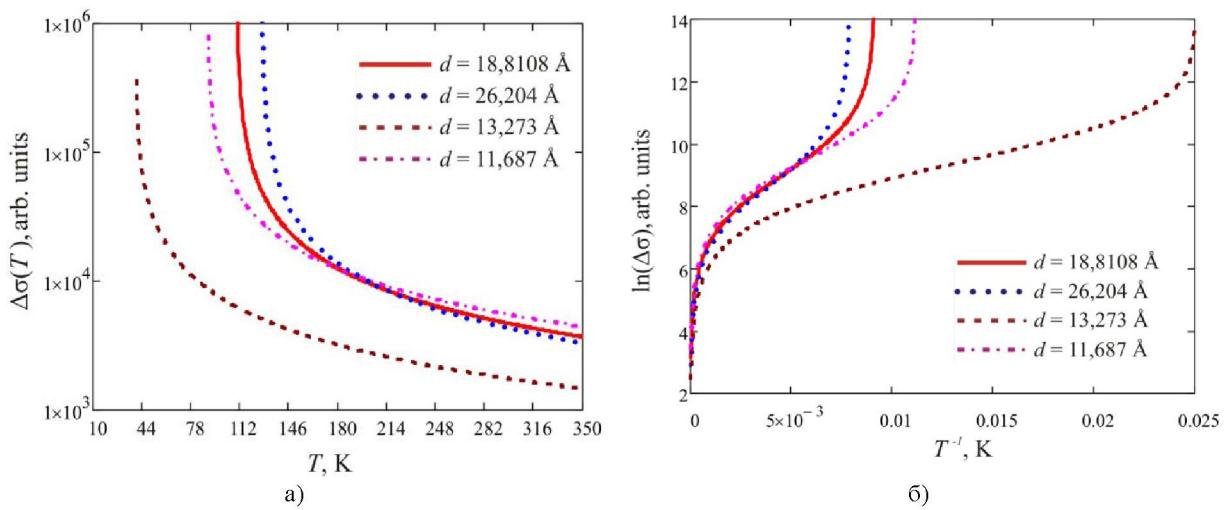


Рисунок 4 – Температурная зависимость избыточной проводимости в координатах $\Delta\sigma - T$ (а) и $\ln(\Delta\sigma) - T^{-1}$ (б)

Следует отметить, что в формуле (5) избыточная проводимость пропорциональна $\exp(-\Delta^*/k_B T)$, что противоречит обсуждению выше при получении формулы (4). Полагаем, что такая замена возможна при учете симметрии туннелирующих квазичастиц, например, $\bar{\Gamma}(V) = \bar{\Gamma}(-V)$, как это сделано в работе [33].

Температурная зависимость избыточного тока определяется по формуле:

$$I_{\text{exc}}(T) \approx \frac{\Delta^*(T)}{k_B T} + \exp\left(\frac{\Delta^*(T)}{k_B T}\right), \quad (7)$$

где k_B – постоянная Больцмана.

Подставляя значения избыточной проводимости $\Delta\sigma(T)$, определенные моделью Варламова-Ливанова (3), в уравнения (6) и (7) находим температурные зависимости избыточного тока и псевдощели (рисунок 5). Зависимость избыточного тока можно представить в виде комбинации квазилинейных участков (кусочно-линейная аппроксимация), переходящие из одного участка 1 в другой 2, 3 (рисунок 5, линии 1, 2, 3).

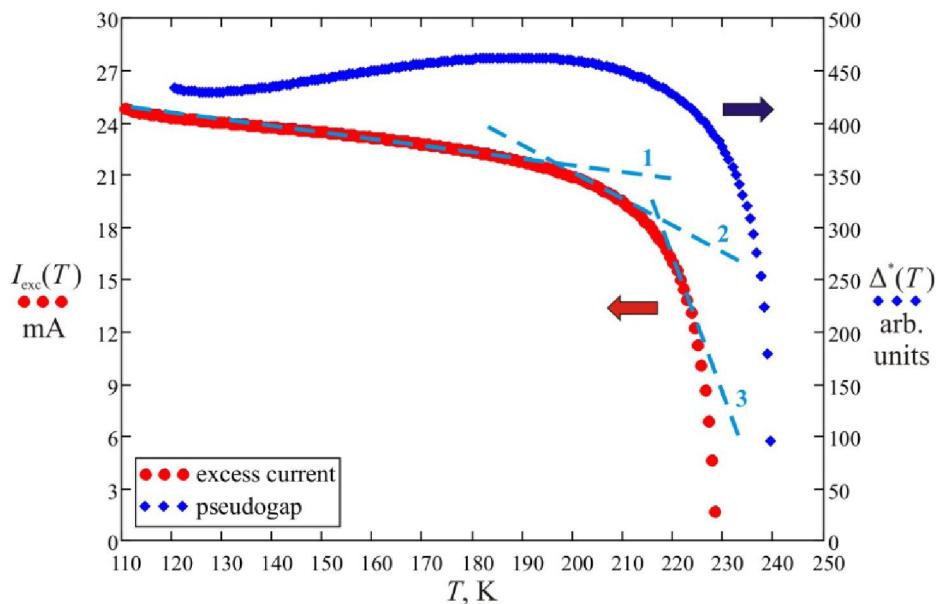


Рисунок 5 – Результаты моделирования температурной зависимости избыточного тока и псевдощели.

Как видно, из рисунка 5 отклонение избыточного тока начинается при температуре $\sim 190\text{K}$. Этому значению температуры соответствует максимальное значение псевдощели $\Delta^*(190) \approx 450$. В интервале температур $\sim 170 \div 210\text{K}$ значение псевдощели варьируется в пределах $\sim 447 \div 450$ усл. ед. В рассматриваемом объекте псевдощель зарождается при температуре 240K , что соответствует значению характеристической температуры T^* (см. напр., [34]).

Для ВТСП типа BSCCO экспериментально измерена температурная зависимость избыточного тока (рисунок 6, а). В эксперименте отклонение избыточного тока от линейного закона происходит при температуре $\sim 180\text{K}$. Производная избыточного тока dI_{exc}/dT заметно отклоняется в интервале температур $\sim 180 \div 208\text{K}$ (рисунок 6, б).

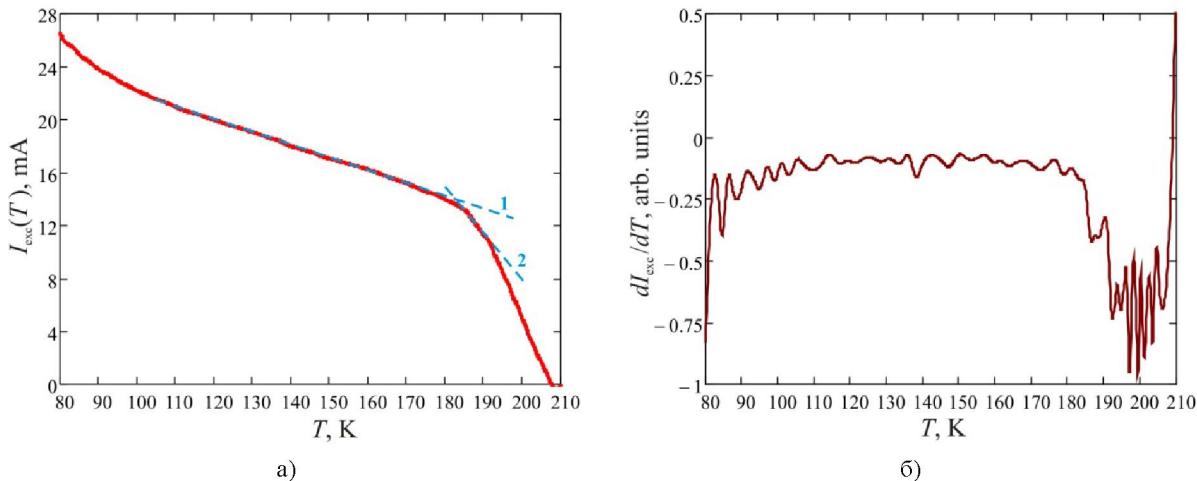


Рисунок 6 – Температурная зависимость избыточного тока (а) и ее производная (б)

Зная экспериментальные значения избыточного тока при определенных значениях температур, согласно (6), легко вычислить температурную зависимость псевдощели $\Delta^*(T)$. Результаты вычисления псевдощели путем подстановки экспериментально измеренных значений избыточной проводимости представлены на рисунке 7. Из рисунков 6, 7 а видно, что максимальное значение псевдощели BSCCO соответствует T_{pair} и совпадает с особенностью избыточного тока I_{exc} . Отклонение производной псевдощели $d\Delta^*/dT$ от линейной зависимости начинается при температуре $\sim 180\text{K}$ и максимальная осцилляция наблюдается в районе температур $239 \div 243\text{K}$, что означает возникновение $\Delta^*(T)$ при температуре $T^* \approx 239 \div 243\text{K}$. Результаты моделирования удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

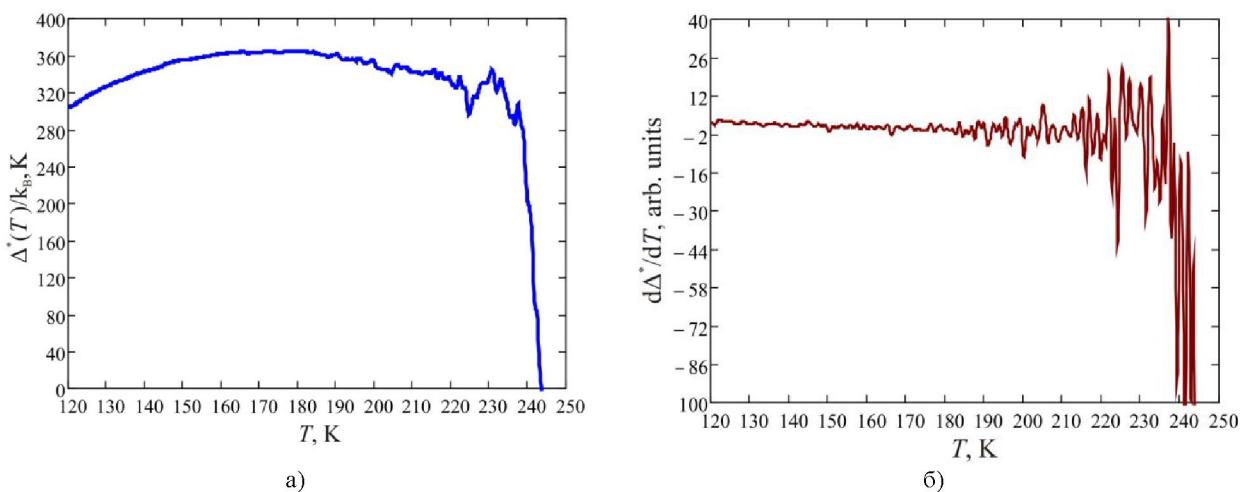


Рисунок 7 – Температурная зависимость псевдощели (а) и ее производная (б)

Из полученных результатов заметно, что в интервале температур $T_c < T \leq T^*$ ВТСП переходит в необычное состояние. Мы полагаем, что когда температура ВТСП образца достигает значение характеристической температуры $T = T^*$ возникает псевдощель. Далее, от T^* до некоторой переходной температуры T_{cr} доля частиц в образце образует бозе-эйнштейновскую конденсацию (БЭК) в виде сильносвязанных бозонов, которые не взаимодействуют друг с другом. К тому же при интервале $T_{cr} < T \leq T^*$ концентрация сильносвязанных бозонов мала, поэтому никаких когерентных проявлений не наблюдается. В переходной области температур $T_{pair} < T \leq T_{cr}$, в ВТСП увеличивается концентрация сильносвязанных бозонов, и часть сильно связанных бозонов трансформируются в флюктуационные куперовские пары, которые и дают начало появлению избыточного тока I_{exc} (рисунки 5, 6). По мере уменьшения $T \rightarrow T_{pair}$ концентрация сильносвязанных бозонов уменьшается, а концентрация флюктуационных куперовских пар растет в результате преобразования сильносвязанных бозонов во флюктуационные куперовские пары. Это приводит к быстрому возрастанию избыточного тока I_{exc} . Интервал температур $T_c < T \leq T_{pair}$ – область «сверхпроводящего» псевдощелевого состояния, где все пары преимущественно существуют в виде флюктуационных куперовских пар, и избыточный ток медленно возрастает, демонстрируя линейную зависимость от температуры (рисунки 5, 6).

Таким образом, в работе моделирована и экспериментально измерена температурная зависимость избыточного тока купратного ВТСП типа BSCCO, а также на основе моделей локальных пар и Варламова-Ливанова вычислена температурная зависимость псевдощели BSCCO, развит подход описания псевдощелевого состояния (на примере BSCCO), связанный с возникновением флюктуационной проводимости при температуре выше критической. Результаты расчета удовлетворительно коррелируются с экспериментальными данными по измерению избыточного тока и псевдощели в флюктуационном состоянии нормальной фазы BSCCO.

Работа частично поддержана грантом МОН РК (проект №4903/ГФ4).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Rourke P.M.C., Mouzopoulou I., Xu X., Panagopoulos Ch., Wang Y., Vignolle B., Proust C., Kurganova E.V., Zeitler U., Tanabe Y., Adachi T., Koike Y., Hussey N.E. Phase-fluctuating superconductivity in overdoped La_{2-x}Sr_xCuO₄ // Nature Phys. – 2011. – Vol. 7. – P. 455-458.
- [2] Садовский М.В. Псевдощель в высокотемпературных сверхпроводниках // УФН. – 2001. – Т. 171, № 5. – С. 539-564.
- [3] He R.-H., Hashimoto M., Karapetyan H., Koralek J.D., Hinton J.P., Testaudhttp://science.sciencemag.org/content/331/6024/1579.abstract - aff-3 J.P., Nathan V., Yoshidahttp://science.sciencemag.org/content/331/6024/1579.abstract - aff-5 Y., Hong Yao, Tanaka K., Mevasana W., Moore R.G., Lu D.H., Mo S.-K., Ishikado M., Eisaki H., Hussain Z., Devreux T.P., Kivelson S.A., Orenstein J., Kapitulnik A., Shen Z.-X. From a Single-Band Metal to a High-Temperature Superconductor via Two Thermal Phase Transitions // Science. – 2011. – Vol. 331. – P. 1579-1583.
- [4] Соловьев А.Л., Дмитриев В.М. Флюктуационная проводимость и псевдощель в высокотемпературных сверхпроводниках YBCO // Физика низких температур. – 2009. – Т. 35, № 3. – С. 227-264.
- [5] Прокофьев Д.Д., Волков М.П., Бойков Ю.А. Величина и температурная зависимость псевдощели в YBCO, полученные из резистивных измерений // Физика твердого тела. – 2003. – Т. 45, вып. 7. – С. 1168-1176.
- [6] Comin R., Frano A., Yee M.M., Yoshida Y., Eisaki H., Schierle E., Weschke E., Sutarto R., He F., Soumyanarayanan A., He Y., Tacon M.L., Elfilmov I.S., Hoffman J.E., Sawatzky G.A., Keimer B., Damascelli A. Charge Order Driven by Fermi-Arc Instability in Bi₂Sr_{2-x}La_xCuO_{6+δ} // Science. – 2014. – Vol. 343. – P. 390-392.
- [7] Kondo T., Hamaya Y., Palczewski A.D., Takeuchi T., Wen J.S., Xu Z.J., Gu G., Schmalian J., Kaminski A. Disentangling Cooper-pair formation above the transition temperature from the pseudogap state in the cuprates // Nature Phys. – 2011. – Vol. 7. – P. 21-25.
- [8] Дьяченко А.И., Таренков В.Ю., Сидоров С.Л., Варюхин В.Н., Соловьев А.Л. Избыточный ток в контактах Bi2223-Ag при температуре выше критической // Физика низких температур. – 2013. – Т. 39, № 4. – С. 416-423.
- [9] Hayward L.E., Hawthorn D.G., Melko R.G., Sachdev S. Angular Fluctuations of a Multicomponent Order Describe the Pseudogap of YBa₂Cu₃O_{6+x} // Science. – 2014. – Vol. 343. – P. 1336-1339.
- [10] Головашкин А.И. ВТСП – необычные объекты физики твердого тела // Препринт № 10. – М.: ФИАН, 2005. – 32 с.
- [11] Беднорц И.Г., Мюллер К.А. Оксиды перовскитного типа – новый подход к высокотемпературной сверхпроводимости // УФН. – 1988. – Т. 156. – С. 323-346.
- [12] Bednorz J.G., Muller K.A. Perovskite-type oxides The new approach to high-T_c superconductivity // Rev. Mod. Phys. – 1988. – Vol. 60, N 3. – P. 585-600.

- [13] Alloul H., Ohno T., Mendels P. ^{89}Y NMR evidence for a fermi-liquid behavior in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ // Phys. Rev. Lett. – 1989. – Vol. 63. – P. 1700-1703.
- [14] Bucher B., Steiner P., Karpinski J., Kaldis E., Wachter P. Influence of the spin gap on the normal state transport in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ // Phys. Rev. Lett. – 1993. – Vol. 70. – P. 2012.
- [15] Кулик И.О., Педан А.Г. Фазовый переход в модели сверхпроводящего стекла // ЖЭТФ. – 1980. – Т. 79, вып. 4. – С. 1469-1482.
- [16] Кулик И.О. Электронный перенос локальных пар в кристаллах и сверхпроводимость металлооксидных соединений // Физика низких температур. – 1987. – Т. 13, № 8. – С. 879-883.
- [17] Emery V.J., Kivelson, S.A. Importance of phase fluctuations in superconductors with small superfluid density // Nature. – 1995. – Vol. 374. – P. 434-437.
- [18] Митин А.В. Формирование протяженных когерентных состояний в псевдоцелевой области купратов при $T \leq 1200$ К // Инженерная физика. – 2003. – №1. – С. 37-44.
- [19] Schafroth M.R. Superconductivity of a Charged Ideal Bose Gas // Phys. Rev. – 1955. – Vol. 100, N 2. – P. 463-475.
- [20] Alexandrov A.S. Theory of Superconductivity (From Weak to Strong Coupling). Bristol and Philadelphia: Institute of Physics Publishing, 2003. – 299 p.
- [21] Брандт Н.Б., Кульбачинский В.А. Квазичастицы в физике конденсированного состояния. – М.: Физматлит, 2005. – 632 с.
- [22] Белевицев Б.И. Сверхпроводимость и локализация электронов в неупорядоченных двумерных металлических системах// УФН. – 1990. – Т. 160, вып. 1. – С. 65-98.
- [23] Aslamazov L.G., Larkin A.I. Influence of fluctuation pairing of electrons the influence of fluctuation pairing of electronson the conductivity of normal metal // Phys. Lett. – 1968. – Vol. 26A, N 6. – P. 238-239.
- [24] Maki K. The Critical Fluctuation of the Order Parameter in Type-II Superconductors // Prog. Theor.Phys. – 1970. – Vol. 39, N 4. – P. 897-906.
- [25] Thompson R.S. Microwave, Flux Flow, and Fluctuation Resistance of Dirty Type-II Superconductors // Phys. Rev. B. – 1968. – Vol. 1, N 1. – P. 327-333.
- [26] Kawabata K., Tsukui S., Shono Y., Michikami O., Sasakura H., Yoshiara K., Kakehi Y., Yotsuya T. Detection of a coherent boson current in the normal state of a high-temperature superconductor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ film patterned to micrometer-sized rings // Phys. Rev. B. – 1998. – Vol. 58. – P. 2458-2461.
- [27] Hikami S., Larkin A.I. Magnetoresistance of High Temperature Superconductors // Mod. Phys. Lett. – 1988. – Vol. 2, N 5. – P. 693-698.
- [28] Varlamov A.A., Livanov D.V. Effect of superconducting fluctuations on the thermoelectric force and thermal conductivity of a superconductor near the critical temperature // Sov. Phys. ЖЭТФ. – 1990. – Vol. 71 (2). – P. 325-330.
- [29] Гинзбург В.Л., Ландау Л.Д. К теории сверхпроводимости // ЖЭТФ. – 1950. – Т. 20. – С. 1064-1081.
- [30] Momma K., Izumi F. VESTA: a Three-Dimensional Visualization System for Electronic and Structural Analysis // J. Appl. Crystallogr. – 2008. – Vol. 41. – P. 653-658.
- [31] Оболенский М.А., Вовк Р.В., Бондаренко А.В. Псевдоцелевое состояние и анизотропия проводимости в монокристаллах $\text{NbBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с различным содержанием кислорода // Тезисы докладов международной конференции «Физика конденсированного состояния вещества при низких температурах». – 2006. – С. 12-14.
- [32] Leridon B., Defossez A., Dumont J., Lesueur J., Contour J.P. Conductivity of Underdoped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$: Evidence for Incoherent Pair Correlations in the Pseudogap Regime // Phys. Rev. Lett. – 2001. – Vol. 87. – P. 197007.
- [33] Ingold G.-L., Grabert H., Eberhardt U. Cooper-pair current through ultrasmall Josephson junctions // Phys. Rev. B. – 1994. – Vol. 50. – P. 395-402.
- [34] Sergeyev D., Shunkeyev K., Shunkeyev S., Aimaganbetova Z. Calculation of the excess current and the pseudogap in high-temperature superconductors $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.85}$ and $\text{Bi}_{1.6}\text{Pb}_{0.4}\text{Sr}_{1.8}\text{Ca}_{2.2}\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ by the Monte Carlo method // 2015 International Siberian Conference on Control and Communications (SIBCON). – 2015. – 336 p.

REFERENCES

- [1] Rourke P.M.C., Mouzopoulou I., Xu X., Panagopoulos Ch., Wang Y., Vignolle B., Proust C., Kurganova E.V., Zeitler U., Tanabe Y., Adachi T., Koike Y., Hussey N.E. *Nature Phys.*, **2011**, 7, 455-458 (in Eng.).
- [2] Sadovskii M.V. *UFN*, **2001**, 171, 5, 539-564 (in Russ.).
- [3] He R.-H., Hashimoto M., Karapetyan H., Koralek J.D., Hinton J.P., Testaudhttp://science.sciencemag.org/content/331/6024/1579.abstract - aff-3 J.P., Nathan V., Yoshidahttp://science.sciencemag.org/content/331/6024/1579.abstract - aff-5 Y., Hong Yao, Tanaka K., Meevasana W., Moore R.G., Lu D.H., Mo S.-K., Ishikado M., Eisaki H., Hussain Z., Devereaux T.P., Kivelson S.A., Orenstein J., Kapitulnik A., Shen Z.-X. *Science*, **2011**, 331, 1579-1583 (in Eng.).
- [4] Solov'ev A.L., Dmitriev V.M. *Fizika Nizkikh Temperatur*, **2009**, 35, 3, 227-264 (in Russ.).
- [5] Prokof'ev D.D., Volkov M.P., Boikov Yu.A. *Fizika Tverdogo Tela*, **2003**, 45, 7, 1168-1176 (in Russ.).
- [6] Comin R., Frano A., Yee M.M., Yoshida Y., Eisaki H., Schierle E., Weschke E., Sutarto R., He F., Soumyanarayanan A., He Y., Tacon M.L., Elfimov I.S., Hoffman J.E., Sawatzky G.A., Keimer B., Damascelli A. *Science*, **2014**, 343, 390-392 (in Eng.).
- [7] Kondo T., Hamaya Y., Palczewski A.D., Takeuchi T., Wen J.S., Xu Z.J., Gu G., Schmalian J., Kaminski A. *Nature Phys.*, **2011**, 7, 21-25 (in Eng.).
- [8] Dyachenko A.I., Tarenkov V.Yu., Sidorov S.L., Varyukhin V.N., Solov'ev A.L. *Fizika Nizkikh Temperatur*, **2013**, 39, 4, 416-423 (in Russ.).
- [9] Hayward L.E., Hawthorn D.G., Melko R.G., Sachdev S. *Science*, **2014**, 343, 1336-1339 (in Eng.).
- [10] Golovashkin A.I. VTSP – neobychnye ob'ekty fiziki tverdogo tela, Preprint 1, M: FIAN, 2005, 32 p (in Russ.).

- [11] Bednorz J.G., Muller K.A. *UFN*, **1988**, 156, 323-346 (in Russ.).
[12] Bednorz J.G., Muller K.A. *Rev. Mod. Phys.*, **1988**, 60, 3, 585-600 (in Eng.).
[13] Alloul H., Ohno T., Mendels P. *Phys. Rev. Lett.*, **1989**, 63, 1700-1703 (in Eng.).
[14] Bucher B., Steiner P., Karpinski J., Kaldis E., Wachter P. *Phys. Rev. Lett.*, **1993**, 70, 2012 (in Eng.).
[15] Kulik I.O., Pedan A.G. *ZhETF*, **1980**, 79, 4, 1469-1482 (in Russ.).
[16] Kulik I.O. *Fizika Nizkikh Temperatur*, **1987**, 13, 8, 879-883 (in Russ.).
[17] Emery V.J., Kivelson S.A. *Nature*, **1995**, 374, 434-437 (in Eng.).
[18] Mitin A.V. *Inzhenernaya fizika*, **2003**, 1, 37 (in Russ.).
[19] Schafroth M.R. *Phys. Rev.*, **1955**, 100, 2, 463-475 (in Eng.).
[20] Alexandrov A.S. Theory of Superconductivity (From Weak to Strong Coupling). Bristol and Philadelphia: Institute of Physics Publishing, 2003, 299 p. (in Eng.).
[21] Brandt N.B., Kul'bachinskii V.A. Kvantichastishy v fizike kondensirovannogo sostoyaniya, M.: Fizmatlit, 2005, 632 p. (in Russ.).
[22] Belevshev B.I. *UFN*, **1990**, 160, 1, 65-98 (in Russ.).
[23] Aslamazov L.G., Larkin A.I. *Phys. Lett.*, **1968**, 26A, 6, 238-239 (in Eng.).
[24] Maki K. *Prog. Theor. Phys.*, **1970**, 39, 4, 897-906 (in Eng.).
[25] Thompson R.S. *Phys. Rev. B.*, **1968**, 1, 327-333 (in Eng.).
[26] Kawabata K., Tsukui S., Shono Y., Michikami O., Sasakura H., Yoshiara K., Kakehi Y., Yotsuya T. *Phys. Rev. B.*, **1998**, 58, 2458-2461 (in Eng.).
[27] Hikami S., Larkin A.I. *Mod. Phys. Lett.*, **1988**, 2, 5, 693-698 (in Eng.).
[28] Varlamov A.A., Livanov D.V. *Sov. Phys. JETP*, **1990**, 71 (2), 325-330 (in Eng.).
[29] Ginzburg V.L., Landau L.D. *ZhETF*, **1950**, 20, 1064-1081 (in Russ.).
[30] Momma K., Izumi F. *J. Appl. Crystallogr.*, **2008**, 41, 653-658 (in Eng.).
[31] Obolenskii M.A., Vovk R.V., Bondarenko A.V. Tezisy dokladov mezhdunarodnoi konferenshii "Fizika kondensirovannogo sostoyaniya veshhestva pri nizkikh temperaturakh", 2006, P. 12-14 (in Russ.).
[32] Leridon B., Defossez A., Dumont J., Lesueur J., Contour J.P. *Phys. Rev. Lett.*, **2001**, vol. 87, 197007 (in Eng.).
[33] Ingold G.-L., Grabert H., Eberhardt U. *Phys. Rev. B*, **1994**, 50, 395-402 (in Eng.).
[34] Sergeyev D., Shunkeyev K., Shunkeyev S., Aimaganbetova Z. 2015 International Siberian Conference on Control and Communications (SIBCON), 2015, 336pp (in Eng.).

BSCCO ЖОҒАРЫ ТЕМПЕРАТУРАЛЫ АСҚЫН ӨТКІЗГІШІДЕГІ АРТЫҚ ТОҚ ПЕН ЖАЛҒАН САҢЫЛАУДЫҢ ТЕМПЕРАТУРАЛЫҚ ТӘУЕЛДІЛІГІ ТУРАЛЫ

Д. М. Сергеев, К. Ш. Шункеев, А. Л. Соловьев

Түйін сөздер: жоғары температуралы асқын өткізгіштік, флюктуациялық өткізгіштік, артық ток, жалған саңылау, Варламов-Ливанов моделі.

Аннотация. Макалада Варламов-Ливанов моделі аясында $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_9$ (BSCCO) жоғары температуралы асқын өткізгішіндегі (ЖТАӨ) флюктуациялық өткізгіштік есептелінді. Локальды жұптар моделі негізінде артық ток пен жалған саңылаудың температуралық тәуелділіктері анықталды, сондай-ақ BSCCO артық тоғының температуралық тәуелділігі эксперименттік өлшеннеді. VESTA компьютерлік бағдарламасы арқылы купратты ЖТАӨ ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.8}$, $\text{La}_{1.83}\text{Sr}_{0.17}\text{CuO}_4$, $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$, $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_9$) белсенді өткізгіш жазықтықтары арасындағы қашықтық өлшеннеді және олардың жазықтықаралық жұптасу параметрі (байланыс параметрі) анықталды. BSCCO жалған саңылауының жоғары мәні Купер жұптарының конденсаты пайда болатын температураға $T_{pair} \approx 180$ К дәл келетіндегі және осы температурадағы артық ток ерекшеліктерімен сәйкестіктері көрсетілді. Артық ток пен жалған саңылауды модельдеу нәтижелері BSCCO типті ЖТАӨ артық тоғын кең температуралар интервалында 80÷250К эксперименттік өлшеу нәтижесімен қанағаттанарлық келіседі.

Поступила 16.03.2016 г.