

# Связь волн зарядовой плотности и сверхпроводящего состояния в двухжидкостной модели сверхпроводимости ВТСП

И.И. Амелин

*Мордовский государственный университет, г. Саранск, Россия*

E-mail: leokulikov@mail.ru

Статья поступила в редакцию 26 июля 2019 г., опубликована онлайн 25 ноября 2019 г.

В рамках двухжидкостной модели образования сверхпроводящего (СП) состояния сделан анализ физических свойств различных типов ВТСП в зависимости от разного расположения СП щелей  $\Delta$  и  $\Delta_1$  в энергетическом спектре. В данной модели при допировании кислородом в  $\text{CuO}_2$ -плоскостях волны зарядовой плотности (ВЗП), образующиеся в системе анионов кислорода, с помощью колебаний ионов  $\text{Cu}$  при  $T^*$  превращаются в локальные электронные пары (ЛЭП). При  $T_c < T^*$  ЛЭП создают СП состояние и щель  $\Delta_1$ . Кроме того, происходит перестройка  $p$ - и  $d$ -зон. Запрещенная зона  $\Delta E$  уменьшается. При  $\Delta E \sim \Delta_1$  с помощью теплового возбуждения происходит переборс распадающихся ЛЭП с занятых состояний  $p$ -зоны анионов кислорода в свободную  $d$ -подзону ионов  $\text{Cu}$ , в которой СП состояние и щель  $\Delta$   $d$ -типа могут быть связаны с антиферромагнитными (АФ) флуктуациями. В туннельных экспериментах без анионов кислорода и колеблющихся ионов  $\text{Cu}$  ЛЭП испытывают сильное кулоновское отталкивание электронов. Поэтому ЛЭП и, соответственно,  $\Delta_1$  будут сильно искажены в отличие от незначительного изменения куперовских пар обычных сверхпроводников в подобных экспериментах. ЛЭП, по-видимому, превращаются в другое состояние, которое можно назвать состоянием типа ВЗП с псевдощелью  $\Sigma$ . Необходимо также учитывать незначительные изменения электронных пар и второй щели  $\Delta$ , созданных с помощью антиферромагнитных флуктуаций.

Ключевые слова: высокотемпературные сверхпроводники, волна зарядовой плотности, локальные электронные пары, квазичастичный туннельный спектр.

## Введение

В обзорной статье [1] проведен анализ теоретических работ, в которых сделаны попытки объяснения механизма образования сверхпроводящего (СП) состояния ВТСП. Авторы отмечают, что сверхпроводимость оксидов в настоящее время остается необъяснимой с микроскопической точки зрения. Это означает, что до сих пор неизвестно, какие бозоны ответственны за спаривание Купера, хотя характер сверхпроводимости типа БКШ не подлежит сомнению. В любом случае отсутствие знаний о связующих бозонах между спаренными электронами не позволяет прогнозировать и точно рассчитывать критическую температуру сверхпроводящего перехода. В работе сделан также подробный обзор измерений энергетических щелей в оксидах купратов, проанализировано современное состояние туннельных измерений энергетических щелей. Анализ энергетических щелей помогает раскрыть природу СП

состояния в ВТСП, не выясненную до сих пор, несмотря на большие теоретические усилия и экспериментальный прогресс [1].

Авторы [1] отмечают, что в экспериментальных работах при наличии СП состояния с СП щелью  $\Delta$  в ВТСП обнаружены также псевдощели  $\Sigma$ , связанные с волной зарядовой плотности (ВЗП). Авторы полагают, что именно эта модель ВТСП становится популярной благодаря недавним экспериментам, в которых наблюдались ВЗП. Взаимосвязь между состоянием с ВЗП и СП состоянием в ВТСП является большой проблемой физики конденсированного состояния. Ряд авторов предполагают, что оба явления могут быть связаны друг с другом. В работе [1] приводится краткое изложение нескольких точек зрения по этому вопросу, принадлежащих разным авторам, однако однозначного ответа нет.

В настоящей работе автор излагает свою точку зрения на эту проблему.

## Обсуждение

Авторы [1] обращают внимание на то, что в туннельных исследованиях ВТСП существует разнообразие щелей в энергетическом спектре. Приведены гистограммы зазоров, обусловленные сверхпроводимостью и ВЗП, которые могут быть сильно перекрыты либо хорошо разделены. Авторы отмечают, что щели меньшего размера связаны с СП состоянием  $d$ -типа, в то время как объединенные большие щели образуются благодаря обоим явлениям (сверхпроводящая + ВЗП щель). А в некоторых купратах наблюдается только одна щель. Такие данные почему-то не приводятся для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ . С другой стороны, авторы [1] с помощью теоретических и экспериментальных исследований утверждают, что такая псевдощель  $\Sigma$ , кроме  $\Delta$ , в YBCO должна быть. А вот в работе [2] авторы утверждают, что в YBCO с помощью туннельных экспериментов наблюдались две СП щели.

В работе [1] с помощью модельного гамильтониана получена функция проводимости  $G(V)$ , отражающая состояние исследуемого образца при наличии ВЗП и  $\Delta$ . В модельном гамильтониане (1)–(4) не объясняется причина спаривания, а лишь постулируется ее наличие. Для туннельной спектроскопии определена теоретическая зависимость туннельного тока квазичастиц  $J$  от напряжения смещения  $V$  и соответствующая проводимость  $G(V) = dJ/dV$ . Авторы получили параметры функции  $G(V)$  для оксидов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с  $T_c \approx 90$  К и  $\text{Bi}_2\text{SrCaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  с  $T_c \approx 92$  К.

Авторы [1] подгоняли теоретические выкладки под экспериментальные результаты. Они признают, что сравнение теоретических и экспериментальных исследований для проводимости  $G(V)$  неоднозначное. Для объяснения экспериментальных результатов использовали модель сосуществования  $d$ -типа сверхпроводимости и ВЗП. Они показали, что наблюдается как истинная СП щель  $\Delta$ , так и конкурирующая ВЗП псевдощель  $\Sigma$ . Авторы полагают, что СП щель  $\Delta$  соответствует СП состоянию с  $d$ -спариванием квазичастиц. СП состояние может быть связано с антиферромагнитными (АФ) флуктуациями [3]. Эксперименты по неупругому рассеянию нейтронов и ЯМР подтверждают наличие сильных динамических антиферромагнитных флуктуаций. В [3] сделано предположение, что АФ спиновые флуктуации могут играть роль в объяснении многих аномальных свойств ВТСП в нормальной фазе. Поэтому предполагается, что АФ флуктуации могут быть теми бозонами, которыми обмениваются электроны при спаривании Купера в ВТСП [4]. В [1] приведены также работы, где использованы другие механизмы  $d$ -спаривания квазичастиц. Измерения проведены при  $T = 4,2$  К, а расчеты выполнены для  $T = 0$  К.

У автора есть своя точка зрения на механизм образования СП состояния в ВТСП. Один из возможных

механизмов образования СП состояния в ВТСП предложен в [5,6]. В узкой зоне  $p$ -типа шириной 0,1–0,8 эВ  $\text{CuO}_2$ -плоскостей при наличии нестабильности электронной плотности происходит образование ВЗП типа  $2\text{O}^{-k} \rightarrow \text{O}^{-k-m/2} + \text{O}^{-k+m/2}$ . Возникновение ВЗП связано с образованием дырок в кислородной подсистеме  $\text{O}^{-k}$  ( $k < 2$ ) при допировании кислородом. Наличие ВЗП подтверждено экспериментальными исследованиями [7,8]. Данное явление может быть следствием выполнения в  $\text{CuO}_2$ -плоскостях условий Шубина–Вонсовского [5].

Для выяснения причины возникновения ВЗП и локальных электронных пар (ЛЭП) выполнены детальные расчеты электронной структуры кластера YBCO [9]. Из расчетов следует, что небольшой сдвиг иона Cu в  $\text{CuO}_2$ -плоскости сильно влияет на амплитуду ВЗП и превращает ее в «бидырки» и ЛЭП  $p$ -типа. Величина  $\Delta E$  при этом уменьшается. Из этого можно сделать вывод, что ВЗП с учетом незначительных смещений ионов Cu (фрустраций), либо с учетом колебаний ионов Cu могут превращаться в бозе-частицы (ЛЭП) и «бидырки». Таким образом, показана возможность непосредственного участия колебаний ионов Cu в возникновении сверхпроводимости ВТСП. В [3] отмечается, что для ионов  $\text{Cu}^{2+}$  характерно сильное взаимодействие электронов с локальным искажением кристаллической решетки. Это искажение существенно понижает электронную энергию иона за счет снятия вырождения электронных уровней. Таким образом, с учетом колебаний ионов Cu в  $\text{CuO}_2$ -плоскостях ВТСП при  $T^* > T_c$  возможен переход от состояния с ВЗП к состоянию с локальными электронными парами в кислородной подсистеме. Способствует образованию ЛЭП наличие колеблющихся ионов Cu, обладающих уникальным свойством легко изменять степень окисления, поляризоваться, изменять координационное окружение и вызывать в нем ян-теллеровские искажения [10]. При колебаниях меняется степень окисления ионов Cu, при этом в  $\text{CuO}_2$ -плоскостях также меняется степень окисления у соседних анионов кислорода таким образом, что при  $T^*$  образуются ЛЭП. При  $T_c < T^*$  реализуется СП состояние со щелью  $\Delta_1$ . Концепция флуктуирующих электронных пар, отвечающих за псевдощель, с последующей конденсацией в истинное сверхпроводящее состояние дается в работах [11]. Было показано, при каких условиях система ЛЭП может перейти в СП состояние. Существование ВЗП в  $\text{CuO}_2$ -плоскостях подтверждает, что СП механизм в ВТСП образуют связанные состояния фермионов [12]. В [13] предполагается существование связанных состояний. В ВТСП наличие псевдощели также объясняется за счет локального спаривания квазичастиц без фазовой когерентности между парами [14].

Энергетические  $p$ -состояния ВЗП с  $m < 2$  находятся вблизи уровня Ферми. Параметр  $m$  равен разности электронной плотности  $p$ -типа на соседних анионах

кислорода  $\text{CuO}_2$ -плоскости. В плоскостях  $\text{CuO}_2$  кристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$  наблюдается узкая  $p$ -зона энергетических состояний шириной 0,8 эВ. Необходимо также отметить, что в медной подсистеме плоскостей ВЗП не образуется. При увеличении  $\delta$  параметр  $m$  увеличивается. Также показано, что при увеличении  $\delta$  происходит увеличение количества дырок на  $\text{O}^{-k}$  и его уменьшение в  $d$ -оболочке ионов  $\text{Cu}$  в  $\text{CuO}_2$ -плоскости. Поэтому  $T_c(\delta) \sim n(\delta)$  имеют колоколообразную зависимость [5,6]. Здесь  $n$  равно общему числу дырок.

В приближении сильной связи [15] с учетом энергий образования ВЗП и электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) был сделан расчет  $T_c$  в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  [6]. Оценка  $T_c$  оказалась близкой к экспериментальному значению.

Данное предположение подтверждается измерениями изотопического эффекта в ВТСП. Экспериментальные данные приведены в [16], анализируя их, можно отметить, что изотопический сдвиг не увеличивается при увеличении  $T_c$  в разных соединениях ВТСП. Таким образом, увеличение  $T_c$  связано с выполнением условий Шубина–Вонсовского, т.е. с электрон-электронными взаимодействиями. Существует несколько экспериментов, доказывающих непосредственно наличие ЛЭП в ВТСП (см., например, [17–19]).

Многие теоретические работы не учитывают, что ВТСП — слоистые аниондефицитные оксиды, которые при допировании кислородом сильно меняют физические свойства. В них не определяется, как меняется  $\Sigma$  при допировании, какими квазичастицами образовано такое состояние в  $\text{CuO}_2$ -плоскости, не учтены изменения энергетического спектра плоскостей.

Происхождение псевдощели  $\Sigma$  дается в работах [5,20]. В  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$  при  $\delta = 0$  в  $\text{CuO}_2$ -плоскостях незаполненная зона  $d$ -типа расщеплена на заполняемую при увеличении  $\delta$  и свободную подзоны. Зона  $p$ -типа полностью заполнена электронами анионов  $\text{O}^{-2}$ . При увеличении  $\delta$  в  $\text{CuO}_2$ -плоскостях происходит перестройка  $p$ - и  $d$ -зон. Осуществляется переход антиферромагнитный полупроводник–металл. Нижняя  $d$ -подзона заполняется электронами, а электроны ионов кислорода образуют незаполненную  $p$ -зону. Ионы  $\text{Cu}$  стремятся к состоянию  $\text{Cu}^{+1}$ , их магнитный момент стремится к нулю. Ионы кислорода стремятся к состоянию  $\text{O}^{-1}$ . Одновременно с образованием дырок на анионах кислорода происходит уменьшение запрещенной зоны  $\Delta E$ , равной промежутку энергии между нижним краем свободной  $d$ -подзоны и уровнем Ферми, который при  $\delta > 0,5$  расположен в  $p$ -зоне. При понижении  $T$  происходит расщепление  $p$ -зоны, образование ВЗП на кислородах и псевдощели  $\Sigma$ . При  $T^* \sim 150$  К с участием колебаний ионов  $\text{Cu}$  ВЗП превращается в набор ЛЭП. Создаются связанные подсистемы  $\text{O}^{-2}$  и нейтральных атомов кислорода. Таким образом создаются подсистемы ЛЭП и «бидырок».

При  $\delta \sim 1$  зазор между занятой электронами и свободной  $d$ -подзонами составляет 2,7 эВ [5,20]. В нижней  $d$ -подзоне СП состояние отсутствует, поскольку подзона заполнена. Узкая кислородная  $p$ -зона расположена выше заполненной медной подзоны.

Когда  $\Delta E \sim \Delta_1$ , срабатывает тепловое возбуждение, с помощью которого осуществляется переброс электронов и распадающихся ЛЭП в свободную  $d$ -подзону. В  $d$ -подзоне при  $T_c$  образуется СП состояние и  $\Delta$ . В занятых состояниях с ЛЭП кислорода находятся в состоянии  $2p^6$ , которые имеют очень малый потенциал ионизации, практически равный нулю [21]. Поэтому электроны под действием термического возмущения легко отрываются от анионов и перебрасываются в  $d$ -подзону.

Недавние эксперименты, обсуждаемые в работе [1], подтверждают мою точку зрения о механизме образования СП состояния в ВТСП. Почти все теоретические работы не учитывают, что ВТСП — сложные химические соединения, слоистые аниондефицитные оксиды, которые при допировании кислородом сильно меняют физические свойства. СП состояние связано со стремлением атомов кислорода к состоянию с валентностью  $-2$ .

При интерпретации физических свойств ВТСП, в том числе при объяснении СП состояния, без химических аспектов здесь не обойтись. В данной статье объясняются новые экспериментальные факты с помощью предложенного мной механизма образования СП состояния с учетом химических свойств ВТСП.

Наличие ЛЭП доказывается участием в сверхпроводимости ВТСП электронов анионов  $\text{O}^{-2}$ , а также экспериментами в работах [17–19]. А связь СП состояния  $d$ -типа с ВЗП и псевдощелью  $\Sigma$  (в нашем понимании это щель  $\Delta_1$  СП состояния, образованного ЛЭП  $p$ -типа) создается тепловыми возбуждениями.

Механизм образования СП состояния в ВТСП может быть разным и зависит от расположения  $\Sigma$  и  $\Delta$  в энергетическом спектре. При этом возможны три случая расположения  $\Sigma$  и  $\Delta$ .

В первом случае, когда СП щель  $\Delta$  расположена над псевдощелью  $\Sigma$ . Это может быть в ВТСП типа  $\text{Bi-2223}$  с  $T_c \approx 112$  К, в псевдощели  $\Sigma$  которого обнаружены положительно заряженные локальные пары (ЛП). Такое явление возможно при тепловом перебросе квазичастиц и распадающихся ЛЭП из занятых состояний в заполняющуюся  $d$ -подзону.

В работе [22] при исследовании  $\text{Bi}_{1,6}(\text{Pb}_{0,4})\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+x}$  ( $\text{Bi-2223}$ ) с  $T_c \approx 112$  К получены убедительные свидетельства существования в псевдощели состояния ВТСП положительно заряженных ЛП; впервые показано, что наличие ЛП снижает теплопроводность ВТСП; независимыми методами продемонстрировано существование в интервале  $T^* \dots \sim T_c$  нескольких стадий температурной эволюции псевдощели. Отмечается, что бозоны образованы двумя дырочными носителями заряда за счет взаимодействия неустановленной природы.

Если экспериментальные данные [22] соответствуют действительности, то в этом случае должен быть предложен механизм образования СП состояния для данного вещества. Энергетические состояния ЛЭП  $p$ -типа находятся около уровня Ферми. При тепловом возбуждении, когда  $\Delta E \sim \Sigma$ , осуществляется переброс распадающихся ЛЭП на свободные  $d$ -состояния. При наличии в заполненной части  $p$ -зоны отдельных электронов возможны также и одночастичные возбуждения. При двухчастичных возбуждениях вместо ЛЭП образуются ЛП, создающие СП состояние с  $T_c \sim 112$  К и  $\Delta_1$ . При  $T \ll T_c$  СП состояние со щелью  $\Delta$  должно исчезнуть. Если бы не было экспериментальной работы [22], то, несомненно, с точки зрения автора, такие тепловые возбуждения должны быть. Просто раньше на это не обращали внимания.

Рассмотрим второй случай, когда  $\Delta$  и  $\Sigma \sim \Delta_1$  расположены почти в одном и том же месте энергетического спектра. Такая ситуация соответствует ВТСП типа YBCO с  $T_c \approx 90$  К. Экспериментальные исследования [1] отмечают это. Состояния с ЛЭП должны находиться немного ниже верхнего края  $d$ -подзоны. Щель  $\Delta$ , по видимому, находится в нижней части щели  $\Sigma \sim \Delta_1$ . С помощью незначительного теплового возбуждения даже при  $T \ll T_c$  квазичастицы будут заполнять  $d$ -подзону. Поэтому при  $T \ll T_c$  в заполненной  $d$ -подзоне СП состояние и  $\Delta$  будут сохранены. Оптическое поглощение, по всей вероятности, будет также содержать вклад, связанный с перебросом квазичастиц из состояний с ЛЭП в заполняемую  $d$ -подзону. Оптическое поглощение в среднем ИК диапазоне подтверждает тепловой переброс квазичастиц и распадающихся ЛЭП в  $d$ -подзону.

В моих расчетах для  $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$   $\Sigma(\delta) \sim \Delta_1(\delta)$  имеют колоколообразную зависимость [5]. Максимальное значение  $\Sigma \approx 43$  мэВ, что по порядку величины соответствует экспериментальному значению 35 мэВ [1]. Из экспериментов следует, что подгоночная  $\Delta_0$  и  $\Sigma$  находятся почти в одном и том же месте энергетического спектра [1].

В [23] исследована оптическая проводимость монокристалла YBCO с  $T_c = 80$  К при  $T = 150, 80, 40$  и  $10$  К. Отмечается, что поглощение в среднем ИК диапазоне с пиком  $\hbar\omega \geq 50$  мэВ и порогом в поглощении при  $\hbar\omega \sim 20$  мэВ обусловлено некогерентными процессами возбуждения носителей заряда, которые становятся особенно заметными при понижении  $T$  [24]. С моей точки зрения, при уменьшении  $T$  тепловые возбуждения будут играть меньшую роль в переброске распадающихся ЛЭП  $p$ -типа. Количество распадающихся во время переброски ЛЭП в  $d$ -подзону будет уменьшаться. Если поглощение связано с данным процессом, то пик поглощения будет увеличиваться при уменьшении  $T$ .

Для образцов YBCO пики поглощения наблюдаются не только при  $T < T_c = 93$  К, но и при  $T > T_c = 82, 56$  К

[25,26]. Это говорит о том, что в данных YBCO при таких  $T$  только часть распадающихся ЛЭП с помощью теплового возбуждения переброшены в  $d$ -подзону плоскостей, оставшиеся распадающиеся ЛЭП перебрасываются в процессе оптического облучения. Для образца при  $T = T_c = 93$  К наблюдается отсутствие поглощения при переходе в СП состояние. Это происходит из-за того, что подзона  $d$ -типа заполнена.

Если  $T_c = 80$  К, то из формулы  $2\Delta_1/kT_c \approx 5$  для YBCO [27] следует значение  $\Delta_1 \sim 0,014$  эВ, а пик поглощения наблюдается при 0,05 эВ. Сравнивая эти данные, можно прийти к выводу, что поглощение в среднем ИК диапазоне связано с перебросом отдельных квазичастиц и распадающихся ЛЭП  $p$ -типа на свободные  $d$ -состояния, когда  $\Delta E \sim \Delta_1$ , а ширина свободной  $d$ -подзоны может быть в пределах 0,01–0,05 эВ.

Может быть и третий случай, когда  $\Delta$  в плоскостях ВТСП расположена ниже  $\Sigma$ . В этом варианте реализуются объединенные  $p$ - $d$ -состояния. Тепловой переброс квазичастиц будет отсутствовать. Для такого типа ВТСП будет наблюдаться только одна СП щель  $\Delta_1$ , например, в сверхдупированном  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$  (BSCCO) с  $T_c = 84$  К [1]. Следует отметить корреляцию между уменьшением  $T_c$  и относительным расположением  $\Delta$  и  $\Delta_1$  в ВТСП.

С моей точки зрения, результаты работы [1] не полностью отражают СП состояние купратов. К вышеизложенному можно добавить выводы, сделанные в работе [27], где приведен обзор значительной части теоретических и экспериментальных работ, отражающих современное состояние исследований высокотемпературной сверхпроводимости и такого явления, как псевдощель в ВТСП. Приведены исследования избыточной и флуктуационной проводимости в тонких эпитаксиальных пленках  $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$  и  $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{6+\delta}$ . Показано, что в ВТСП при температурах, значительно превышающих  $T_c$ , избыточная проводимость формируется в результате образования парных состояний в виде взаимодействующих сильно связанных бозонов. Приведенные экспериментальные результаты соответствуют развитой концепции локальных пар в ВТСП, основанной на результатах нескольких теоретических работ, включая работу [20].

Образование ВЗП связано с наличием в ВТСП плоскостей  $CuO_2$  с узкими зонами (малое число ближайших соседей), наличием дырок в кислородной (необычная степень окисления, переход от  $O^{-2}$  к  $O^{-k}$ ,  $k < 2$ ) и медной подсистемах. В [5] показано, что чем меньше  $k$  и чем больше дырок в медной подсистеме, тем больше энергия образования ВЗП, а также и больше значение  $T_c$ . С моей точки зрения, эти условия должны реализоваться в интерфейсе  $CuO/CuF_2$  [28,29].

ЛЭП создаются в решетке  $CuO_2$ -плоскостей на анионах кислорода с участием колебаний ионов  $Cu$ . Вне этих условий в ЛЭП действует сильное кулонов-

ское отталкивание квазичастиц, и они, с нашей точки зрения, превращаются в другое (ВЗП) состояние, характеризующее псевдощелью  $\Sigma$ . В экспериментах [1], по-видимому, также происходит незначительное изменение электронных пар, образованных с помощью антиферромагнитных флуктуаций.

В туннельных экспериментах ЛЭП проходят через поверхность, которая имеет другую электронную структуру по сравнению с внутренней структурой ВТСП. Так, например, сложный характер температурной зависимости магнитной восприимчивости в нанокристаллических образцах низкоразмерного антиферромагнетика  $\text{CuO}$  объясняется присутствием парамагнитных ионов  $\text{Cu}^{2+}$ . Ионы  $\text{Cu}^{2+}$ , локализованные в поверхностных слоях нанокристаллов, являются невзаимодействующими и ведут себя, как парамагнитная примесь, вследствие потери 3D-периодичности и разрыва обменных связей. Роль поверхностных состояний ионов  $\text{Cu}$  возрастает при уменьшении размеров кристаллитов [30], что также необходимо учитывать при интерпретации результатов туннельных экспериментов.

### Выводы

1. При допировании кислородом YBCO в  $\text{CuO}_2$ -плоскостях происходит сближение свободной  $d$ -подзоны с занятыми ВЗП состояниями,  $\Delta E$  уменьшается. В плоскостях при  $T^* \sim 150$  К с помощью колебаний ионов  $\text{Cu}$  ВЗП превращаются в ЛЭП. ЛЭП при  $T_c < T^*$  создают СП состояние и щель  $\Delta_1$ .

При  $\Delta E \sim \Delta_1$  с помощью теплового возбуждения происходит переброс отдельных квазичастиц и распадающихся ЛЭП в  $d$ -подзону, в которой СП состояние и щель  $\Delta$   $d$ -типа могут быть связаны с антиферромагнитными флуктуациями.

2. С моей точки зрения, результаты работы, обсуждаемые в [1], не полностью отражают СП состояние ВТСП. В туннельных экспериментах без анионов кислорода и колеблющихся ионов  $\text{Cu}$  ЛЭП испытывают сильное кулоновское отталкивание электронов и превращаются в другое состояние, которое можно назвать как состояние типа ВЗП, характеризующее псевдощелью  $\Sigma$ . ЛЭП и соответственно  $\Delta_1$  будут сильно искажены в отличие от куперовских пар обычных сверхпроводников в подобных экспериментах.

3. В плоскостях механизм образования общего СП состояния в двухжидкостной модели для разных типов ВТСП может быть разным и соответствует разному расположению  $\Sigma \sim \Delta_1$  и  $\Delta$  в энергетическом спектре плоскостей.

4. В первом случае, когда СП щель  $\Delta$  расположена над псевдощелью  $\Sigma$ , которая в плоскостях кристалла соответствует СП щели  $\Delta_1$ . Это может быть в ВТСП типа Bi-2223 с  $T_c \approx 112$  К, в псевдощели  $\Sigma$  которого

обнаружены ЛП. Такое явление возможно при тепловом перебросе квазичастиц и распадающихся ЛЭП  $p$ -типа в заполняемую  $d$ -подзону с  $\Delta$ .

5. Второй случай, когда  $\Delta$  находится около нижнего края  $\Sigma$  в энергетическом спектре. Такая ситуация соответствует ВТСП типа YBCO с  $T_c \approx 90$  К. Экспериментальные исследования [1] подтверждают это. Поглощение световой волны YBCO в среднем ИК диапазоне при  $T < T_c$  сопровождается перебросом квазичастиц из состояний с ЛЭП в заполняемую  $d$ -подзону. Отсутствие светового поглощения при  $T = T_c$  происходит вследствие заполненной  $d$ -подзоны.

6. Может быть и третий случай, когда  $\Delta$  расположена ниже  $\Sigma \sim \Delta_1$ . В этой ситуации реализуются объединенные  $p$ - $d$ -состояния. При этом тепловой переброс квазичастиц отсутствует и для данного типа ВТСП будет наблюдаться только одна СП щель  $\Delta_1$ . Такое состояние наблюдается в сверхдопированном BSCCO с  $T_c \approx 84$  К [1].

1. A.M. Gabovich and A.I. Voitenko, *Fiz. Nizk. Temp.* **42**, 1103 (2016) [*Low Temp. Phys.* **42**, 863 (2016)].
2. И.К. Янсон, Л.Ф. Рыбальченко, В.В. Фисун, Н.Л. Бобров, М.А. Оболенский, Ю.Д. Третьяков, А.Р. Кауль, И.Э. Грабов, *ФНТ* **15**, 803 (1989) [*Low Temp. Phys.* **15**, 445 (1989)].
3. N.M. Plakida, *High-Temperature Cuprate Superconductors. Experiment, Theory and Applications*, Springer-Verlag, Berlin (2010).
4. P. Monthoux and D. Pines, *Phys. Rev. B* **47**, 6069 (1993); *ibid.* **49**, 4261 (1994).
5. И.И. Амелин, *Письма в ЖЭТФ* **70**, 24 (1999).
6. И.И. Амелин, *Письма в ЖЭТФ* **77**, 159 (2003).
7. S. Kramer and M. Mehring, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 396 (1999).
8. R.J. McQueeney, Y. Petrov, T. Egami, M. Yethiraj, G. Shirane, and Y. Endoh, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 628 (1999).
9. И.И. Амелин, *СФХТ* **7**, 788 (1994).
10. G. Chen and W.A. Goddard, *Science* **239**, 899 (1988).
11. И.О. Кулик, А.Г. Педан, *ЖЭТФ* **79**, 1980 (1980); *ФНТ* **8**, 236 (1982) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **8**, 118 (1982)]; *ФНТ* **9**, 256 (1983) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **9**, 127 (1983)].
12. Е.В. Горбар, В.П. Гусынин, В.М. Локтев, *ФНТ* **19**, 1171 (1993) [*Low Temp. Phys.* **19**, 832 (1993)].
13. И.О. Кулик, *ФНТ* **13**, 879 (1987) [*Low Temp. Phys.* **13**, 505 (1987)].
14. R. Emery and P. Kivelson, *Nature* **374**, 434 (1995).
15. *Проблема высокотемпературной сверхпроводимости*, В.Л. Гинзбург, Д.А. Киржниц (ред.), Наука, Москва (1977).
16. А.С. Александров, А.Б. Кребс, *УФН* **162**, 1 (1992).
17. Y.J. Uemura, L.P. Le, G.M. Luke, B.J. Sternlieb, W.D. Wu, J.H. Brewer, T.M. Riseman, C.L. Seaman, M.B. Maple, M. Ishikawa, D.G. Hinks, J.D. Jorgensen, G. Saito, and H. Yamochi, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2665 (1991); Y.J. Uemura, *Physica C* **282–287**, 194 (1997).

18. В.Ф. Гантмахер, Р.А. Емельченко, И.Г. Науменко, Г.Э. Цыдынжапов, *Письма в ЖЭТФ* **72**, 33 (2000).
19. Н.В. Аншукова, А.И. Головашкин, Л.И. Иванова, А.П. Русаков, *УФН* **167**, 887 (1997).
20. И.И. Амелин, *ФНТ* **22**, 539 (1996) [*Low Temp. Phys.* **22**, 415 (1996)].
21. И.И. Амелин, *Письма в ЖЭТФ* **76**, 219 (2002).
22. В.А. Фролов, В.И. Соколенко, *Письма в ЖЭТФ* **107**, 440 (2018).
23. J. Orenstein, G.A. Thomas, A.J. Millis, S.L. Cooper, D.H. Rapkine, T. Timusk, L.F. Schneemeyer, and J.V. Waszczak, *Phys. Rev. B* **42**, 6342 (1990).
24. Н.М. Плакида, *Высокотемпературные сверхпроводники, Международная программа образования*, Москва (1996).
25. Z. Schlesinger, R.T. Collins, F. Holtzberg, C. Feild, S.H. Blanton, U. Welp, G.W. Crabtree, Y. Fang, and J.Z. Liu, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 801 (1990).
26. L.D. Rotter, Z. Schlesinger, R.T. Collins, F. Holtzberg, C. Field, U.W. Welp, G.W. Crabtree, J.Z. Liu, Y. Fang, K.G. Vandervoort, and S. Fleshler, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 2741 (1991).
27. А.Л. Соловьев, В.М. Дмитриев, *ФНТ* **35**, 227 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 169 (2009)].
28. И.И. Амелин, *Журн. физ. хим.* **89**, 1496 (2015).
29. И.И. Амелин, *VI Всероссийская конференция по наноматериалам с элементами научной школы для молодежи, Москва, 22–25 ноября 2016 г.*, ИМЕТ РАН, Москва (2016).
30. А.А. Самохвалов, Т.И. Арбузова, Н.А. Виглин, В.В. Осипов, Н.И. Солин, С.В. Наумов, В.Г. Бамбуров, Н.И. Лобачевская, О.Г. Резнических, *ФТТ* **41**, 293 (1999).

Зв'язок хвиль зарядової щільності  
та надпровідного стану у дворідинній моделі  
надпровідності ВТНП

І.І. Амелін

В межах дворідинної моделі утворення надпровідного (НП) стану зроблено аналіз фізичних властивостей різних типів ВТНП у залежності від різного розташування НП щілин  $\Delta$  та  $\Delta_1$  в енергетичному спектрі. У даній моделі при допуванні киснем у  $\text{CuO}_2$ -площинах хвилі зарядової щільності (ХЗЩ), що утворюються в системі аніонів кисню, за допомогою коливань іонів  $\text{Cu}$  при  $T^*$  перетворюються на локальні електронні пари (ЛЕП). При  $T_c < T^*$  ЛЕП створюють СП стан і щілину  $\Delta_1$ . Крім того, відбувається перебудова  $p$ - та  $d$ -зон. Заборонена зона  $\Delta E$  зменшується. При  $\Delta E \sim \Delta_1$  за допомогою теплового збудження відбувається перекидання ЛЕП, які розпадаються, зі зайнятих станів  $p$ -зони аніонів кисню у вільну  $d$ -підзону

іонів  $\text{Cu}$ , в якій СП стан і щілина  $\Delta$   $d$ -типу можуть бути пов'язані з антиферомагнітними (АФ) флуктуаціями. У тунельних експериментах без аніонів кисню та іонів  $\text{Cu}$ , що коливаються, ЛЕП відчувають сильне кулонівське відштовхування електронів. Тому ЛЕП та, відповідно,  $\Delta_1$  будуть сильно спотворені на відміну від незначного зміння куперівських пар звичайних надпровідників у подібних експериментах. ЛЕП певно перетворюються в інший стан, який можна назвати як стан типу ХЗЩ з псевдощілиною  $\Sigma$ . Необхідно також враховувати незначні зміни електронних пар та другої щілини  $\Delta$ , які створені за допомогою антиферомагнітних флуктуацій.

Ключові слова: високотемпературні надпровідники, хвиля зарядової щільності, локальні електронні пари, квазічастинковий тунельний спектр.

The connection of the charge density waves  
and superconducting state in the two-fluid model  
of superconductivity in HTSC

I.I. Amelin

The physical properties of different types of HTSC are analyzed in the two-fluid model of superconducting (SC) state formation depending on the different location of SC slots  $\Delta$  and  $\Delta_1$  in the energy spectra. In this model, when doping with oxygen in  $\text{CuO}_2$  planes the charge density waves (CDW) formed in the oxygen anion system are transformed into local electron pairs (LEP) by Cu ion oscillations at  $T^*$ . At  $T_c < T^*$  LEP create an SC state and a gap  $\Delta_1$ . Besides, there is a restructuring of the  $p$  and  $d$  bands. The band gap  $\Delta E$  decreases. At  $\Delta E \sim \Delta_1$  decaying LEP are transferred from the occupied States of the  $p$  band of oxygen anions to the free  $d$  subband of Cu ions because of the thermal excitation. The SC state and the  $d$ -type gap  $\Delta$  in the  $d$  subband can be connected to the antiferromagnetic (AF) fluctuations. In tunnel experiments without oxygen anions and oscillating Cu ions, the LEP experience strong Coulomb repulsion of electrons. Therefore, the LEP and  $\Delta_1$  respectively will be strongly distorted in contrast to the slight change in the Cooper pairs of conventional superconductors in such experiments. It seems that the LEP are transitioning into another state, which can be called a state of CDW type with pseudo-gap  $\Sigma$ . It is also necessary to take into account minor changes in the electron pairs and the second gap  $\Delta$  created by the antiferromagnetic fluctuations.

Keywords: high-temperature superconductors, charge density wave, local electron pairs, quasiparticle tunneling spectra.