

## Анализ процессов самоорганизации дырочных состояний в купратах и особенности их проявлений в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$

А.В. Митин

*Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, ул. Косыгина, 2, г. Москва, 119334, Россия*  
E-mail: mitin@kapitza.ras.ru

Статья поступила в редакцию 7 сентября 2006 г.

В рамках предложенной ранее струнной модели, базирующейся на концепции квазиодномерных корреляций в перекрывающихся  $2p$ -оболочках кислородной подрешетки, проанализировано влияние процессов самоорганизации дырочного сообщества в купратах на эволюцию их электронных свойств с ростом уровня допирования. Из рассмотренного сценария следует, в частности, что формирование бозонных страйпов внутри сгустков фермионоподобных дырочных возбуждений должно проявиться в электронных спектрах купратов сначала в форме выступов, а затем в виде когерентных пиков, примыкающих к расположенным ниже по энергии «холмам» некогерентного происхождения. В свете развиваемых подходов центральное место отведено выявлению специфики упорядочения дырочных состояний в соединении  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ , где благодаря выстраиванию базисного кислорода в цепочки могут быть созданы наиболее благоприятные условия для возникновения фрустрированной сети сверхпроводящих наноканалов из бозонных страйпов второго ранга, способных сохранять стабильность в интервале температур до 1200 К при  $\delta \approx 0,22$ . Показано, что рассчитанные без привлечения подгоночных параметров основные характеристики электронных спектров купратов хорошо согласуются с результатами измерений.

У рамках запропонованої раніше струнної моделі, що базується на концепції квазіодновимірних кореляцій, що перекриваються у  $2p$ -оболонках кисневої підґратки, проаналізовано вплив процесів самоорганізації діркового угруповання в купратах на еволюцію їхніх електронних властивостей з ростом рівня допування. З розглянутого сценарію треба, зокрема, щоб формування бозонних страйпів усередині згустків ферміоноподібних діркових порушень повинне виявитися в електронних спектрах купратів спочатку у формі виступів, а потім у вигляді когерентних піків, що примикають до розташованих нижче по енергії «горбам» некогерентного походження. У світлі підходів, що розвинуто, центральне місце відведено виявленню специфіки впорядкування діркових станів у з'єднанні  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ , де завдяки вибудовуванню базисного кисню в ланцюжки можуть бути створені найбільш сприятливі умови для виникнення фрустрированої мережі надпровідних наноканалів з страйпів другого рангу, здатних зберігати стабільність у інтервалі температур до 1200 К при  $\delta \approx 0,22$ . Показано, що розраховані без залучення підгонних параметрів основні характеристики електронних спектрів купратів добре погодяться з результатами вимірів.

PACS: 74.20.Mn Нетрадиционные механизмы (спиновые флуктуации, поляроны и биполярны, модель резонансных валентных связей, анионный механизм, маргинальная ферми-жидкость, жидкость Латтинжера и т.п.);  
74.25.Jb Электронная структура;  
74.72.-h Сверхпроводящие купраты.

Ключевые слова: купраты, псевдощель, бозонные страйпы, сверхпроводимость.

**Введение**

В последние годы значительно пополнился реестр публикаций с изложением фактов неординарного проявления локальных и объемных характеристик купратов. Эти исследования в очередной раз продемонстрировали углубляющийся разрыв между достигнутым прогрессом в развитии экспериментальных методов и уровнем компетенции существующих теорий, пытающихся в меру своих возможностей разобраться с интерпретацией полученных данных [1,2]. Отсутствие адекватного арсенала теоретических разработок особенно остро ощущается на подступах к решению одной из самых назревших проблем в физике конденсированных сред, которая включает круг задач, нацеленных на выяснение генезиса и природы аномального поведения широкого спектра свойств купратов с дырочной проводимостью в псевдощелевой области их  $(T - \bar{n}_p)$ -диаграммы, где  $T$  – температура, а  $\bar{n}_p$  – усредненная концентрация дырок в кислородной подрешетке слоев  $\text{CuO}_2$ , приведенная к одной ячейке.

Неослабевающий интерес к этой проблеме подогревается соображениями, что фундаментальные взаимодействия, инициирующие возникновение псевдощелевого состояния, могут иметь непосредственное отношение и к явлению высокотемпературной сверхпроводимости [1–4], условия самореализации которой наилучшим образом выполняются посередине сегмента, берущего начало вблизи диэлектрического края  $(T - \bar{n}_p)$ -диаграммы и заканчивающегося отвоеванным справа плацдармом в плотно оккупированной дырками зоне с присвоенным ей кодовым обозначением «странный металл» (рис. 1). Чем дальше от центра этого сегмента, тем сильнее дает о себе знать пространственная неоднородность реализуемого в купратах состояния высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП), а переход в него при охлаждении образца ниже  $T_c(\bar{n}_p)$  приобретает перколяционный характер. Для большинства купратов с дырочной проводимостью граница протектората перколяционной сверхпроводимости (PSC) на  $(T - \bar{n}_p)$ -диаграмме хорошо аппроксимируется эмпирической формулой  $T_c(\bar{n}_p) = T_{c,\max} [1 - 82,6(\bar{n}_p - \bar{n}_{p_0})^2]$  [5], где параметр  $\bar{n}_{p_0} = 0,16$  обозначает так называемую оптимальную концентрацию дырок кислородного происхождения, вблизи которой достигаются максимальные значения критической температуры  $T_{c,\max}$ .

Как видно на рис. 1, купол протектората PSC служит своего рода опорой для взметнувшегося вверх по температуре сектора псевдощелевого состояния (PGS), территориальные притязания которого, если ориентироваться на приведенные в [6] значения  $T^* > 100$  К, ограничиваются наклонной

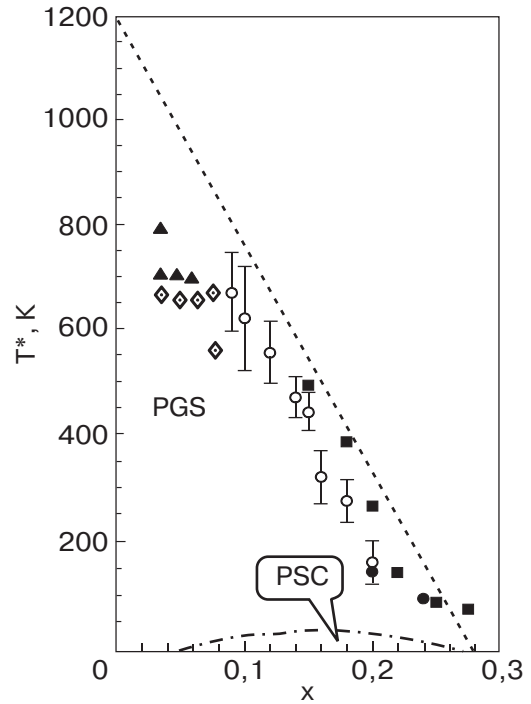


Рис. 1. Изменение температурного диапазона проявления псевдощели  $T^*$  в зависимости от концентрации стронция  $x$  в  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ . Значения  $T^*$  взяты из [6].

прямой, отсекающей в левом углу  $(T - \bar{n}_p)$ -диаграммы треугольник с катетами длиной  $T_{co}^* \approx 1200$  К и  $\bar{n}_p \approx 0,28$  на соответствующих осях. Следует отметить, что основной массив экспериментальных данных, относящихся к PGS, получен на образцах системы  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  [6], в которых можно задавать значения  $\bar{n}_p$  в интервале от 0 до 0,3 посредством изменения  $x$ .

При изучении свойств PGS первостепенное значение придается выявлению специфики и закономерностей в поведении электронных и оптических спектров купратов при варьировании концентрации носителей и температуры. Из приведенных в [7] изотерм фотоэмиссионных спектров с угловым разрешением (ARPES) видно, что даже у высококачественного образца  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$  с почти оптимальной концентрацией дырок  $\bar{n}_p \approx 0,16$  остаточные симптомы щели внутри интервала энергии связи  $E_B < 0,1$  эВ дают о себе знать на значительном удалении ( $\sim 50$  К) по температурной шкале от довольно резкого ( $\Delta T < 3$  К) сверхпроводящего перехода с  $T_c = 108$  К, измеренного по изменению магнитной восприимчивости. С уменьшением  $\bar{n}_p$  температурный диапазон  $T_c^*(\bar{n}_p)$  проявления псевдощели многократно расширяется [8].

Столь странное поведение кривых ARPES при  $T > T_c$  рассматривается в качестве одного из весомых свидетельств кардинального отличия процессов сверхпроводящего упорядочения в купратах и в тра-

диционных сверхпроводниках с сильно перекрывающимися куперовскими парами, свойства которых хорошо описываются теорией БКШ [9] в приближении среднего поля.

Опубликованные в [10–13] изотермы туннельных спектров также демонстрируют монотонную трансформацию своих форм во всем исследованном диапазоне температур, в том числе, и в окрестности сверхпроводящего перехода. Анализ полученных данных привел авторов работ [11,13] к выводу, что подавление  $T_c$  с понижением  $\bar{n}_p$  сопровождается пропорциональным ростом модуля псевдощели  $|\Delta_p|$  и верхней границы  $T_c^*(\bar{n}_p) \sim |\Delta_p|$  температурного диапазона ее проявления. Более детальная информация об эволюции туннельных спектров с понижением  $\bar{n}_p$  была недавно получена при сканировании туннельным микроскопом свежесколотой (*in cryogenic ultrahigh vacuum*) поверхности монокристаллов  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Cu}_2\text{O}_{8+\delta}$  с разными индексами  $\delta$ . Обработка более  $10^6$  спектров показала, что определенные из них значения щели  $|\Delta(\mathbf{r})|$  испытывают сильную пространственную модуляцию на масштабе в несколько нанометров, причем, чем ниже средняя концентрация дырок в слоях  $\text{CuO}_2$ , тем выше вероятность обнаружения нанодоменов с максимальными  $|\Delta(\mathbf{r})|$  [14].

Для объяснения наблюдаемых разными методами псевдощелевых аномалий [6] предложено множество сценариев, основанных, главным образом, на анализе акций возникновения скрытого ближнего порядка (*HSRO*), сопряженного с локальным понижением симметрии исходной пространственной группы кристалла (обусловленного, например, ромбическими искажениями), а в ряде случаев и с нарушением операции обращения времени [15,16]. *HSRO* (*hidden short-range order*) может проявляться как флуктуационным образом, так и в виде текстуры на масштабе от нескольких нанометров и выше, а то и в обеих ипостасях сразу. В зависимости от того, диэлектрические или сверхпроводящие корреляции играют доминирующую роль в активации *HSRO*, предложенные сценарии условно подразделяют на две группы.

Наиболее высокий рейтинг в последние годы начинают набирать сценарии второй группы, в которых делается ставка на преимущественно сверхпроводящее происхождение наблюдаемых в секторе *PGS* атрибутов энергетической щели [8,10,11,13,17–27]. Если раньше приверженцы сверхпроводящих корреляций считали, что причиной псевдощелевых аномалий, скорей всего, являются термодинамические флуктуации и/или предварительно сформированные пары (*preformed pairs*), то в публикациях последних лет все отчетливее просматри-

вается тенденция акцентировать внимание на эффектах сегрегации и упорядочения спаренных дырочных состояний, локализующихся при  $T > T_c$  в виде доменов или страйпов [21–27]. Фактически, аргументацию работ [21–27] о присутствии в *PGS* сверхпроводящих доменов с экстремально высокими значениями локальной критической температуры  $T_{ci}$  следует рассматривать как более детальное обоснование полученного на начальном этапе изучения купратов вывода о том, что наблюдаемое при  $T > T_c$  отклонение температурных зависимостей электросопротивления  $\rho(T)$  и магнитной восприимчивости  $\chi(T)$  от высокотемпературного поведения вряд ли можно полностью списать на термодинамические флуктуации, и кроме них необходимо учитывать вклад от вероятного присутствия в образцах сверхпроводящих включений (доменов) с  $T_{ci} > T_c$  [28,29].

Если пренебречь термодинамическими флуктуациями и отдельными парами, взяв за основу качественную картину пространственно-неоднородного сверхпроводящего состояния [21–27] для купратов с  $\bar{n}_p < 0,16$ , то эволюция их транспортных свойств при восхождении по ступеням температурной лестницы сначала должна определяться процессами «выжигания» самых слабых звеньев перколяционной сети между диамагнитными доменами. На следующем этапе решающие события будут развиваться на фоне сильных вариаций  $T_{ci}$  в пространственно-неоднородном сверхпроводящем конденсате самих доменов, которые начнут дробиться на сверхпроводящие фрагменты и страйпы с последующим сокращением размеров и популяции последних. Есть основания полагать, что в наиболее термостойких страйпах конденсат из сохранившихся дырочных пар способен оставаться в скоррелированном состоянии вплоть до верхней границы  $T_c^*(\bar{n}_p)$  проявления псевдощелевых аномалий.

Вполне вероятно, что появление экстраординарной составляющей сигнала при  $T < T_c^*(\bar{n}_p)$  в опытах по изучению температурной зависимости эффекта Нернста на образцах купратов [19,27] является результатом диффузии слабозатухающих микровихрей в сверхпроводящем конденсате доменов, которые при наличии джозефсоновской связи между ними могут образовывать разветвленную сеть каналов и контуров. Внутри такой сети вихри смогут перемещаться на значительные расстояния благодаря термоактивационным перескокам [30], а при понижении температуры — посредством туннелирования, рассматриваемого в качестве доминирующего механизма диффузии вихрей в явлении квантового крипа при  $T \rightarrow 0$  К [31]. Пиннинг вихрей на неоднородностях в процессе их передислокации должен

привести к появлению гистерезисных петель на кривых намагниченности  $M(H)$ , как это обнаружено на образцах  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  в диапазоне температур до 300 К [21]. Причем, авторы [21] отмечают не только «изумительное» сходство между поведением  $M(H)$  выше и ниже  $T_c(\bar{n}_p)$ , но и особенно обращают внимание на конгруэнтность очертаний верхней температурной границы  $T_{cl}(\bar{n}_p)$  появления петель гистерезиса и купола  $T_c(\bar{n}_p)$  протектората  $PSC$ . По сравнению с куполом  $T_c(\bar{n}_p)$  граница  $T_{cl}(\bar{n}_p)$ , напоминающая шатер, смещена ближе к диэлектрической стороне, а мелкая «вмятина» на куполе около «магического» числа  $\bar{n}_p = 1/8$  стала выглядеть как глубокая расщелина [21].

Из опубликованных для образцов  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  с  $x = 0,04$  кривых  $\rho(T)$  и  $\chi(T)$  [32] видно, что их отклонение от высокотемпературного поведения (близкого к линейному) начинается приблизительно при одной и той же температуре  $T \approx 700$  К, которая лежит в окрестности верхней границы  $T_c^*(\bar{n}_p)$  сектора  $PGS$  [6]. Как следует из вышеизложенного, подобное «провисание» зависимостей  $\rho(T)$  и  $\chi(T)$  образцов, обремененных с точки зрения сторонников сверхпроводящих корреляций парапроводимостью и избыточным диамагнетизмом, может навеять «крамольную» мысль о присутствии сверхпроводящих доменов с фантастически высокими значениями  $T_{ci}^*$ .

Чтобы прояснить вопрос о принципиальной реализуемости столь беспрецедентно высоких  $T_{ci}^*$ , были предприняты компаративные исследования электронных свойств купратов и ниобатов в окрестности концентрационного перехода металл–диэлектрик [33]. Выбор соединений  $\text{LnBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$  ( $\text{Ln}=\text{La}, \text{Nd}, \text{Gd}, \text{Dy}, \text{Tm}, \text{Lu}$ ) для таких опытов был мотивирован возможностью обратимым образом варьировать  $\bar{n}_p$ , а также не лишеными резона сообщениями, что при удалении кислорода из базисной плоскости (во время нагрева в инертной атмосфере), оставшиеся фрагменты цепочек могли бы способствовать сохранению очагов локализованной сверхпроводимости. Причем, из-за уменьшения длины когерентности в условиях сильной локализации можно было надеяться на значительное повышение  $T_{ci}^*$  сверхпроводящих доменов.

Действительно, как показал анализ полученных данных, эффективный радиус локализации дырочных возбуждений с уменьшением  $\bar{n}_p$  стремится к периоду решетки  $a \approx 0,38$  нм [33]. Возбуждения столь малых размеров (нановихри) должны скапливаться в протяженных углублениях затравочного потенциального экстрарельефа  $\tilde{U}'_{ex}(\mathbf{r})$ , создаваемого в слоях  $\text{CuO}_2$  фрагментами кислородных цепочек из соседних базисных плоскостей. В условиях сильного

притяжения цепочек, порожденные ими дырки, в принципе, могут в такой тесноте испытывать неустойчивость по отношению к сверхпроводящему спариванию. Чтобы оценить термостойкость конденсата куперонов (композитных бозонов) в протяженных потенциальных ямах шириной  $d_B \sim 2a$  и глубиной не менее 0,3 эВ, было использовано известное соотношение  $T_{ci}^* \sim \hbar^2/2k_B m_e d_B^2 \sim 800$  К, где  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $m_e$  — масса покоя электронов. Следует отметить, что возможность упорядочения куперонов в виде сверхпроводящих нитей (*filamentary superconductivity*) привлекла к себе внимание при обсуждении свойств купратов уже в первых работах [34].

Сглаживание  $\tilde{U}'_{ex}(\mathbf{r})$  с ростом  $\delta$  в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$  должно сопровождаться уширением протяженных потенциальных ям и эффективного радиуса заселяющих их куперонов, которые вместе с одиночными фермионоподобными возбуждениями способны почти вплотную заполнить слои  $\text{CuO}_2$  при  $\delta \rightarrow 1$ . Применительно к соединению  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$  это означает девятикратное снижение  $T_{ci}^* \sim \hbar^2/2k_B m_e d_B^2$  от  $\sim 800$  К до  $\sim 90$  К в результате увеличения  $d_B$  от  $2a$  до  $6a$ . Пиннинг дырочных возбуждений на неоднородностях решетки может привести к появлению участков со статически размещенными страйпами даже в условиях сильно сглаженного экстрарельефа  $\tilde{U}'_{ex}(\mathbf{r})$  при  $\bar{n}_p \approx 0,16$  (рис. 2), как это обнаружено при сканировании туннельным микроскопом поверхности скола  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Cu}_2\text{O}_{8+\delta}$  [35]. Таким образом, учет изменения размеров дырочных возбуждений при анализе процессов их сегрегации и

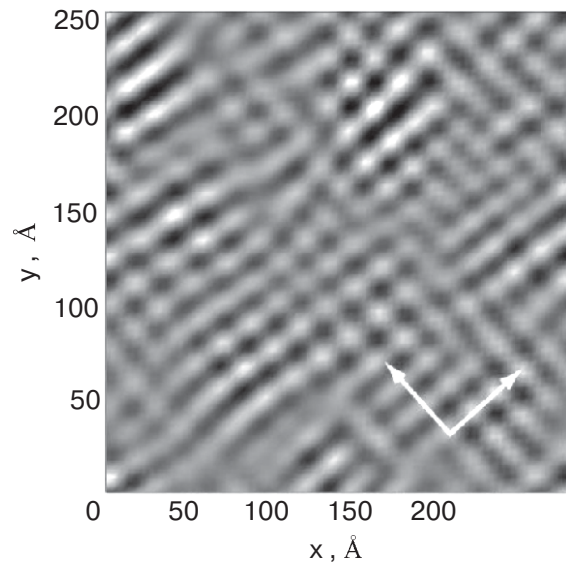


Рис. 2. Пространственная модуляция дифференциального контактанса  $dI/dV$  (15 мВ) после применения к результатам измерений  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Cu}_2\text{O}_{8+\delta}$  процедуры фурье-фильтрации [35]. Стрелками обозначены направления связей Cu–O.

спаривания в условиях пространственной модуляции  $\tilde{U}'_{ex}(\mathbf{r})$  приводит к парадоксальному выводу: уменьшение уровня допирования должно способствовать увеличению локальной плотности и фазовой жесткости бозонного конденсата в страйпах, а значит, и локальных значений  $T_{ci}^*$ .

По сути, приведенные выше грубые оценки, основанные на самом примитивном рассмотрении эффектов упорядочения дырочных состояний в углублениях  $\tilde{U}'_{ex}(\mathbf{r})$ , указывают путь выхода из запутанного лабиринта весьма противоречивых представлений о физических свойствах *PGS*, порожденных за два десятилетия непрекращающихся поисков консенсуса в дебатах между апологетами различных точек зрения [1–4, 6, 10–29, 35–54]. Судя по наметившейся тенденции, наиболее предпочтительные шансы выжить в конкурентном противостоянии сохраняют сценарии, в которых при моделировании электронной структуры купратов первостепенное значение придается выявлению и изучению достаточно эффективных механизмов обменно-корреляционных взаимодействий, способных сыграть ключевую роль в управлении процессами сегрегации и упорядочения дырок в виде статических и/или динамических страйпов. Аргументацией для подобных сценариев обычно служат соображения, что переход к квазиодномерному (Q1D) структурированию популяции дырок с ростом  $\bar{n}_p$  должен сопровождаться понижением их кинетической энергии на коллективных траекториях вдоль страйпов и, кроме того, способствовать спариванию наиболее сблизившихся особей на шкале  $T \sim 1000$  К [36, 53, 54] с последующим формированием фрустрированной сети сверхпроводящих наноканалов (*gossamer superconductivity* [48]), о чем можно судить, как уже отмечалось выше, по «провисанию» температурных зависимостей  $\rho(T)$  и  $\chi(T)$ . Отметим, что возникновение паутиноподобной (*gossamer*) фрустрированной сверхпроводящей сети при малых  $\bar{n}_p$  не обязательно должно сопровождаться ощутимым диамагнитным вкладом на кривых  $\chi(T)$ , особенно, если в такой сети отсутствуют контуры со сверхтоком достаточной плотности, а процессы самоорганизации дырок сопряжены с ферромагнитным откликом [59]. Наибольший интерес для изучения процессов формирования сети сверхпроводящих наноканалов представляют соединения  $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$  и  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ , в которых можно обратимым образом изменять концентрацию довольно подвижных ионов кислорода, способных при подходящих условиях выстраиваться в виде протяженных цепочек.

В работе поставлена задача проанализировать, каким образом наблюдаемые в экспериментах осо-

бенности в эволюции спектральных и ряда других электронных характеристик купратов с ростом  $\bar{n}_p$  могут быть связаны с предполагаемыми процессами самоорганизации дырочного сообщества, иерархия которого с ростом его популяции предусматривает формирование бозонных страйпов (*BS*) с дискретными значениями эффективной ширины, задающей в первом приближении положение *BS* на ступенях энергетической шкалы. Значительное внимание будет уделено специфике проявления закономерностей в упорядочении дырочных состояний и базисного кислорода в соединении  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ , в котором могут быть реализованы наиболее благоприятные условия для формирования фрустрированной сети сверхпроводящих наноканалов из *BS*, самые узкие из которых способны сохранять стабильность в диапазоне температур до 1200 К при оптимальном для данных страйпов расчетном значении  $\delta = 1/8 + 6/8^2 \approx 0,22$  [55–58].

### 1. Электронная структура слоев $\text{CuO}_2$ с $\bar{n}_p \rightarrow 0$

Исходные принципы моделирования электронной структуры слоев  $\text{CuO}_2$  основываются на результатах анализа равновесной структуры стехиометрических купратов с  $\bar{n}_p \rightarrow 0$ . Проведенные расчеты показали, что позиции (проекции) катионов  $\text{Cu}^{2+}$  в центре плакетт  $\text{CuO}_4$  не отвечают минимуму энергии кристалла [55, 56]. Когерентное смещение ионов  $\text{Cu}^{2+}$  относительно кислородной подрешетки на вектор  $\delta\mathbf{r} \approx 7$  пм сопровождается димеризацией O—O связей и нарушением вращательной симметрии ячеек, что в конечном счете приводит к фрагментации слоев  $\text{CuO}_2$  на домены, отличающиеся направлением смещения  $\delta\mathbf{r}$ . Оба указанных фактора способны заметно повлиять как на исходный электронный спектр купратов, так и на его последующую эволюцию с ростом  $\bar{n}_p$ . Прежде всего, это должно выразиться в частичной бозонизации электронного спектра (*ES*), о чем можно судить по появлению выступа в окрестности порога фундаментальной полосы поглощения ( $\hbar\bar{\omega}_0 \approx 2$  эВ) на оптических спектрах недопированных и слабодопированных купратов [60] или по наличию довольно узкого пика вблизи энергии связи  $E_{B\sigma}^* \approx \hbar\bar{\omega}_0 \approx 2$  эВ на фотоэмиссионных спектрах [61]. Поскольку степень бозонизации электронного спектра зависит от модуля вектора смещения  $\delta\mathbf{r}$ , то, соответственно, и спектральный вес моды  $\bar{\omega}_0$  будет тем больше, чем сильнее выражены эффекты димеризации в слоях  $\text{CuO}_2$  и связанные с ними локальные нарушения вращательной симметрии. Среди купратов вызванная этим нарушением неэквидистантность промежутков (связей) между ионами Cu и O по четырем направлениям, по-видимому, наиболее сильно про-

является у тенорита  $\text{CuO}$  [62], и не случайно именно на его  $ES$  особенно впечатляюще смотрится высоченный пик вблизи 2 эВ [63], что дает дополнительные основания считать его «прародителем» всего замечательного семейства ВТСП купратов. Вероятно, озарение о резонансном происхождении рассматриваемого пика с  $\hbar\bar{\omega}_0 \approx 2$  эВ на спектральных кривых послужило поводом, чтобы присвоить расположенному справа низкочастотному участку  $ES$  (как наиболее интригующему) почетный титул «*Potemkin gap*» [64].

В качестве своего рода несущего каркаса при моделировании электронной структуры слоев  $\text{CuO}_2$  была выбрана схема непосредственного перекрытия упорядоченных  $2p$ -подобных волновых функций слэтеровского типа, протабулированных для оболочек многозарядных ионов в [65]. Отметим, что идея разворота «кулачков»  $2p$ -орбиталей кислородной подрешетки навстречу друг другу ( $\sigma$ -связи), положенная в основу этой схемы, уже была предметом обсуждения на ранней стадии изучения  $ES$  купратов [66]. Пробудившийся к ней недавно интерес мотивирован не столько умоглядными доводами, сколько нарастающим комом противоречий между получившей широкое распространение в микроскопических моделях концепцией ( $2p-3d$ )-гибридизации, в которой «кулачки»  $O$   $2p$ - и  $\text{Cu}$   $3d$ -состояний принято изображать, направленными навстречу друг другу [67], и недавними экспериментальными данными. Так, из результатов работы [68] следует, что максимум в распределении электронной плотности между ионами лежит вдоль направлений  $\langle 110 \rangle$ , задаваемых связями  $O-O$ , а не вдоль  $\langle 100 \rangle$ , как должно быть при ( $2p-3d$ )-гибридизации.

В соответствии с изложенными выше соображениями когерентное смещение катионов  $\text{Cu}^{2+}$  относительно кислородной решетки с развернутыми навстречу друг другу «кулачками»  $2p$ -подобных орбиталей на димеризованных узлах  $\text{CuO}_2$  создает предпосылки для возникновения протяженных когерентных состояний (струн), собственные значения нулевой моды  $\bar{\omega}_0$  которых определяют энергию связи вовлеченных в струны коллективных электронных состояний  $E_{B\sigma}^* \approx \hbar\bar{\omega}_0 \approx \hbar^2/2m_e\tilde{r}_0^2 \approx 2,06$  эВ [55,58] вблизи порога фундаментальной полосы поглощения, где  $m_e$  — масса покоя электрона, а  $\tilde{r}_0 \approx 272$  пм — средний период кислородной подрешетки. Существенный вклад в формирование рассматриваемых струн дает обменное взаимодействие, достигающее максимума  $|J_{AB}| \approx 128$  мэВ для антисвязующих молекулярных  $2p(\sigma^*)$  орбиталей [58]. В этом случае скоррелированные в струнах кислородной подрешетки  $2p$ -подобные волновые функции образуют антисимметричные комбинации  $2p(\sigma^*)$ -

орбиталей, отвечающие потолку заполненной валентной зоны, тогда как симметричные комбинации связующих  $2p(\sigma)$ -орбиталей с  $E_{B\sigma}^* \approx 3 \hbar\bar{\omega}_0$  задают положение ее дна [58], а значит, и ее ширину  $w_\sigma \approx E_{B\sigma} - E_{B\sigma}^* \approx 2\hbar\bar{\omega}_0 \approx 4$  эВ, связанную с матричным элементом туннелирования дырок (электронов) для рассматриваемой ситуации соотношением  $|t_{VV}|_\sigma = w_\sigma/4 \approx 1$  эВ. Соответственно, для размещения более узкой зоны, образованной из конфигураций  $2p(\tau^*)$  и  $2p(\tau)$  с почти вдвое меньшей энергией перекрытия ионных волновых функций, вполне приемлема ниша шириной  $w_\tau \approx E_{B\tau} - E_{B\tau}^* \approx \hbar\bar{\omega}_0 \approx 2$  эВ между  $E_{B\sigma}$  и  $E_{B\sigma}^*$ . Ниже по шкале энергии (частот) в промежутке между 8 и 9 эВ располагаются более локализованные  $\text{Cu}$   $3d$ -состояния.

При сопоставлении вычисленных характеристик электронного спектра недопированных слоев  $\text{CuO}_2$  с экспериментальными данными следует иметь в виду крайне высокую чувствительность резонансных мод  $\hbar\bar{\omega}_0 \approx \hbar^2/m_e\tilde{r}_0^2$  к наличию дефектов. Наиболее совершенными слоями  $\text{CuO}_2$  с  $\bar{n}_p \rightarrow 0$ , по-видимому, характеризуются монокристаллы галогенозамещенных купратов, которые в последние годы стали объектом интенсивных исследований. Приведенные в [69] фотоэмиссионные спектры для  $\text{Ca}_2\text{CuO}_2\text{Cl}_2$  демонстрируют не только пики при  $E_{B\sigma}^* \approx 2$  эВ и  $E_{B\sigma} \approx 6$  эВ с ожидаемой симметрией в  $\mathbf{k}$ -секторе фазового пространства, но и провал между 6 и 8 эВ. При допировании оба пика, как следует из модели, сдвигаются вправо, испытывая вполне объяснимое уширение. Более того, как показал симметричный анализ угловых зависимостей  $ES$  от направления  $\mathbf{k}$  для родственных кристаллов  $\text{Sr}_2\text{CuO}_2\text{Cl}_2$ , примесь  $\text{Cu}$   $3d$ -состояний в валентной зоне ( $E_{B\sigma} < 7$  эВ) не превышает 5% [70], что можно рассматривать как еще одно указание несостоятельности самой идеи ( $2p-3d$ )-гибридизации, на которой зиждется почти все микроскопические теории.

## 2. Фермионоподобные дырочные возбуждения

В контексте развиваемого формализма [57,58] конгломерат рассмотренных в предыдущем разделе струн с энергией нулевых колебаний  $E_{B\sigma}^* \approx \hbar\bar{\omega}_0 \approx \hbar^2/m_e\tilde{r}_0^2 \approx 2,06$  эВ, которые задают на шкале энергий (частот) положение порога фундаментальной полосы поглощения, удобно трактовать как вакуум гильбертова пространства. С этой точки зрения рождающиеся внутри «потемкинской» щели надвакуумные возбуждения (композитные частицы) следует воспринимать как отпочковавшиеся от протяженных (разомкнутых) струн полигоны, базис которых составляют кратные ячейкам кислородной подрешетки ромбоны [57,58], задаваемые наиболее вероятными траекториями туннелирования

дырок между  $2p$ -оболочками. На начальном этапе допирования конфигурации этих траекторий (дырочные орбитали) в кислородной подрешетке определяются пространственной модуляцией затравочного потенциального экстрарельефа  $\tilde{U}'_{ex}(\mathbf{r})$  в слоях  $\text{CuO}_2$ , создаваемого ионами-допантами из соседних слоев.

В купратах с  $\bar{n}_p < 1/16$  каждый такой ион и порожденное им фермионоподобное возбуждение с одной дыркой (аппроксимируемое нечетной волновой функцией) рассматривается как своего рода инверсный псевдоатом с отрицательно заряженным ядром. В свете такого рассмотрения ранг  $\eta$  квантованной дырочной орбитали, определяемый числом вовлеченных в нее узлов ( $2p$ -оболочек) кислородной подрешетки, играет роль аналога главного квантового числа в обычных атомах. Минимальная энергия связи состояний в  $2p$ -оболочках, через которые проходят дырочные орбитали, в первом приближении зависит только от  $\eta$  и определяется из соотношения  $E'_{B\eta} \approx \hbar\bar{\omega}_0/2\eta$  [57].

Следующий этап в эволюции дырочного сообщества с ростом  $\bar{n}_p$  начинается с демонстрации намерений псевдоатомов к объединению в форме двумерных сгустков (*pancakes*), что сопровождается появлением на кривых оптической проводимости  $\sigma(\omega)$  [71] и электронных спектрах купратов округлых «холмов», центрированных вокруг энергии связи  $E'_{B\eta} \approx \hbar\bar{\omega}_0/2\eta \approx 0,5$  эВ [72,73]. Локальная плотность дырок в сгустках ромбонов второго ранга, упорядоченных в виде двумерного кристалла, достигает так называемого «магического» числа  $n_{pm} = 1/8$ , в окрестности которого, как правило, наблюдается частичное подавление сверхпроводимости. В соединении  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$  этот процесс вызывает сближение «ядер» псевдоатомов на минимальное расстояние  $d_\eta = 4\eta\tilde{r}_0$ , которое соответствует наблюдаемой в экспериментах сверхструктурной ячейке  $2\sqrt{2}a \times 2\sqrt{2}a$  в распределении базисных анионов [74].

С увеличением концентрации как ионов-допантов, так и  $\bar{n}_p$ , следует ожидать сглаживания «одетого» (с учетом плотности заряда расселившихся дырок) потенциального экстрарельефа  $\tilde{U}'_{ex}(\mathbf{r})$ , что, в свою очередь, выразится в сокращении позиций на привилегированном уровне наиболее термостойких ромбонов второго ранга, тогда как численность дырочного сообщества, распределившегося по фракциям с менее престижными квантовыми числами  $\eta$ , возрастет. В контексте эволюции оптических спектров это будет означать смещение спектрального веса наблюдаемых внутри «потемкинской» щели мод в сторону более низких частот [71]. Так, на репродуцированных из [71] кривых  $\sigma(\omega)$  для

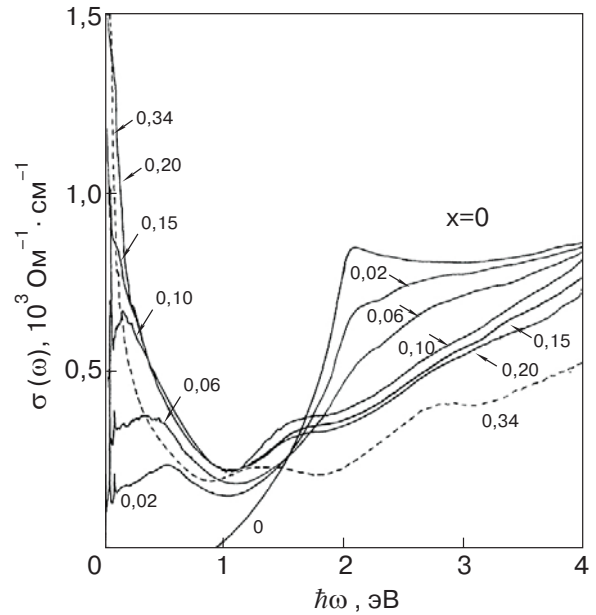


Рис. 3. Зависимости оптической проводимости  $\sigma(\omega)$  монокристаллов  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  с разными  $x$ , полученные в [71] из спектров отражения для поляризации  $E \perp c$ .

$\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  (рис. 3) видно, что с ростом  $x$  от 0,02 до 0,06 вершина «холма» смещается с отметки  $\hbar\bar{\omega}_0/2\eta \approx 0,5$  эВ на уровень  $\approx 0,3$  эВ, который в рамках рассматриваемой модели указывает на доминирующую группировку ромбонов из фракции третьего ранга. У образца с  $x = 0,1$  максимум  $\sigma(\omega)$  находится вблизи  $\hbar\bar{\omega}_0 \approx 0,17$  эВ, что можно трактовать как принадлежность основного контингента ромбонов к фракции шестого ранга. Если обратиться к фотоэмиссионным спектрам, то информацию о перераспределении дырочного сообщества между фракциями по мере увеличения  $\bar{n}_p$  можно почерпнуть, сравнивая возрастающую численность фотоэлектронов (интенсивность фототока), аккумулярованных анализатором через «окна» с меньшими значениями энергии связи  $E_B$  [72,73].

### 3. Формирование бозонных страйпов и их проявление на кривых $\rho(T)$

С ростом размеров сгустков фермионоподобных дырочных возбуждений реализуются условия для запуска экзотермической реакции «полимеризации» псевдоатомов в направлении связей  $\text{Cu}-\text{O}$  [57], что, в частности, сопровождается появлением кислородных цепочек в базисной плоскости  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ , характеризующихся на дифрактограммах сверхструктурной ячейкой  $1a \times 8a$  [74]. В принципе, часть излагаемых далее процессов самоорганизации дырочного сообщества в общих чертах напоминает разработанный в рамках модели фазовых струн (*phase-string model*) сценарий, в соответствии с ко-

торым дырочные полигоны выстраиваются в шеренгу, трансформируясь таким образом в страйпы [75]. В нашем случае роль полигонов исполняют ромбоны, а их упорядочение вдоль связей Cu–O с ростом  $\bar{n}_p$  сопряжено со спариванием коллективизированных дырок на делокализованных орбиталях, представляющих собой, по сути, согнутые зигзагом струны в полосе шириной  $w_\eta = \eta a$ . Чем меньше ширина сжатой в виде плоской пружины струны, тем выше фазовая жесткость бозонного конденсата в страйпах, а следовательно, и температура его стабильности  $T_{c\eta}^* = C_\eta^* D_\eta^* \hbar \bar{\omega}_0 / [2k_B(2\eta^2 + \eta)]$ , которая для бозонных страйпов ( $BS$ ) с  $\eta = 2$  в  $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$  достигает  $T_{c\eta}^* \approx 1200$  К при  $C_\eta^* \rightarrow 1$  и  $D_\eta^* = 1 - (1 - \delta/\delta_\eta^*)^2 \rightarrow 1$ , где  $C_\eta^*$  – фактор соответствия параметров «гофрировки» потенциального экстра-рельефа  $\tilde{U}_{ex}(\mathbf{r})$  и поперечных размеров  $w_\eta = \eta a$  доминирующих страйпов данного ранга [55–58]. В оптимальном случае реализации  $BS$  с  $\eta = 2$  промежутки между ними должны быть заполнены ромбонами второго ранга (рис. 4), что отвечает расчетному значению  $\delta_\eta^* = 1/8 + 6/8^2 \approx 0,22$ .

Проведенный в рамках струнной модели [55–58] анализ процессов самоорганизации привел, в част-

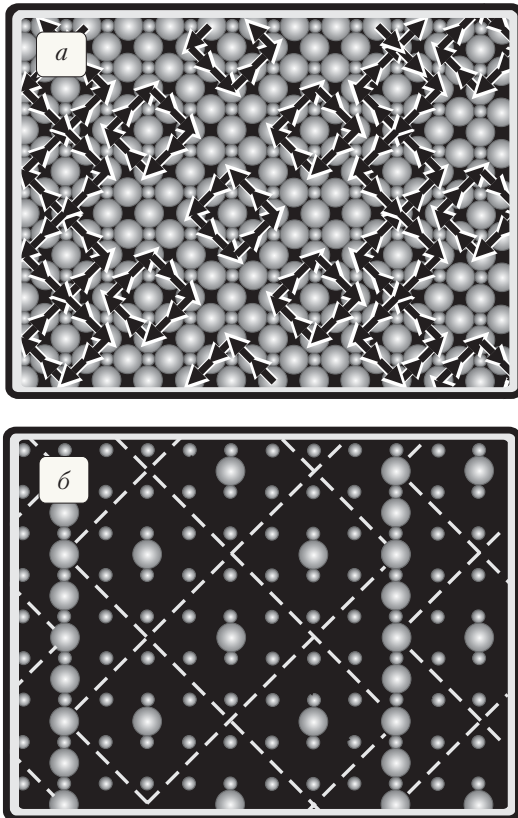


Рис. 4. Наиболее вероятные траектории туннелирования дырок в слоях  $CuO_2$  (а), которые определяются приведенным на нижней схеме распределением ионов кислорода в базисной плоскости  $CuO_\delta$  с  $\delta \approx 0,22$  (б).

ности, к предсказанию гигантских максимумов при  $T \leq 1200$  К, которые должны наблюдаться на кривых  $\rho(T)$  образцов  $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$  с  $\delta < 1/4$ , охлаждаемых в инертном газе ( $\delta = \text{const}$ ). Такое поведение вытекает из рассмотрения следующей череды событий. При максимальных температурах ромбоны второго ранга распределены хаотично и транспорт заряда между ними осуществляется, в основном, прыжками за счет термической активации электронов из  $2p$ -подобных состояний с  $E'_{B\eta} = \varepsilon_A \approx 0,5$  эВ на расположенный выше уровень протекания. Как следствие, электросопротивление образца при его охлаждении должно расти по закону  $\rho(T) \approx \rho_0 \exp(\varepsilon_A/k_B T)$ , пока не начнется процесс коагуляции псевдоатомов. В результате кривая  $\rho(T)$  должна резко устремиться вверх из-за диэлектризации увеличивающихся промежутков между сгустками псевдоатомов, после чего следует ожидать крутого падения  $\rho(T)$ , обусловленного запуском реакции «полимеризации» псевдоатомов в направлении связей Cu–O и «прорастанием» из сгустков наноканалов  $BS$ .

Это предсказание, включая и поведение  $\rho(T) \approx \rho_0 \exp(\varepsilon_A/k_B T)$  с  $\varepsilon_A \approx 0,5$  эВ при  $T > 1200$  К, недавно получило подтверждение в эксперименте (рис. 5) [57]. Более того, оказалось (рис. 6), что с изменением  $\delta$  значения температур  $T_{c\eta}^*(\delta)$ , при которых наблюдаются максимумы на кривых  $\rho(T)$ , хорошо укладываются на параболическую кривую  $T_{c\eta}^*(\delta) = T_{c\eta, \max}^* D_\eta^* = T_{c\eta, \max}^* [1 - (1 - \delta/\delta_\eta^*)^2]$ , похо-

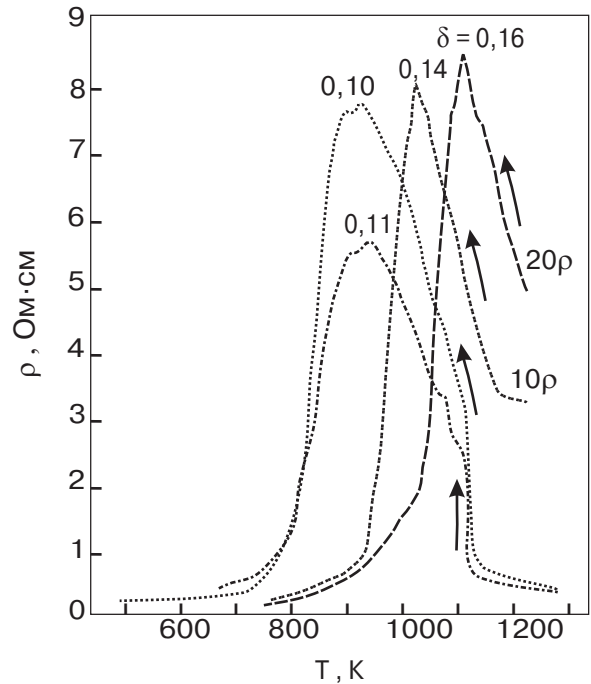


Рис. 5. Температурные зависимости электросопротивления  $\rho(T)$ , измеренные при охлаждении образцов  $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$  с фиксированными индексами  $\delta$  в аргоне.



жую на купол протектората *PSC* [5]. Овалами со штрихами внутри них обозначены позиции максимумов на кривых термо-э.д.с.  $S(T)$ . С увеличением  $\delta$  гигантские максимумы на кривых  $\rho(T)$  поэтапно сходят со сцены, уменьшаясь по высоте, а в интервале  $500\text{ K} < T < 600\text{ K}$  начинают проявляться изломы и локальные максимумы, которые в рамках струнного подхода отвечают формированию *BS* с  $\eta = 3$ . На рис. 6 видно, что результаты проведенных измерений  $T_{c\eta}^*(\delta)$  вместе с опубликованными другими авторами значениями  $T^*$ , характеризующими температурный диапазон проявления псевдощелевых аномалий на кривых магнитной восприимчивости  $\chi(T)$ , коэффициента Холла  $R_H$  и ряда других характеристик, группируются вблизи пяти штриховых линий, задаваемых единой формулой  $T_{c\eta}^*(\delta) = C_\eta^* D_\eta^* \hbar \bar{\omega}_0 / [2k_B(2\eta^2 + \eta)]$ . Отметим, что максимальные значения  $T_{c\eta}^*, \max \approx 1200, 569, 332, 217$  и  $153\text{ K}$ , к которым привязаны вершины изображенных парабол, получены без привлечения подгоночных параметров после подстановки в указанную формулу  $C_\eta^* = 1, D_\eta^* = 1$  и  $\eta = 2-6$ . Несколько выпадают из предсказанной пятиуровневой  $T_{c\eta}^*(\delta)$ -диаграммы значения  $T^*$ , обозначенные темными треугольниками в промежутке между параболой с  $\eta = 3$  и  $\eta = 4$ . Такое расхождение, скорее всего, объясняется тем, что определение  $T^*$  основывалось на процедуре обработки результатов измерений  $\rho(T)$  при  $T < 300\text{ K}$  [76]. Темные ромбы около параболы с  $\eta = 4$  соответствуют началу *S*-образного

перегиба на зависимостях  $\rho(T)$  кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$  с  $\delta = 0,4; 0,36; 0,3$  [77], тогда как у образцов с  $\delta = 0,23$  и  $0,45$  этот перегиб практически не заметен [77], поэтому они были проигнорированы.

С ростом  $\delta$  некогерентный (фермионный) вклад в проводимость образцов многократно возрастает. На этом фоне особенности проявлений *BS* становятся менее заметными, пока их концентрация при  $T \leq T_c$  не станет достаточной для возникновения сверхпроводящих каналов, пронизывающих образец. Эта область (*PSC*) ограничена на рис. 6 штрих-пунктирной линией. Наиболее однородное сверхпроводящее состояние с  $T_{c,\max} = C_0 \hbar \bar{\omega}_0 / [2k_B(2\eta^2 + \eta)] \approx 92,4\text{ K}$  ( $C_0 = 0,6$ ), реализуется при  $\delta = 0,96$  ( $b \approx 1,015 a$ ), когда динамически упорядоченные вдоль оси *b* сегменты *BS* шестого ранга шириной  $\eta a$  и длиной  $8\eta b$  (в идеализированном случае) почти целиком покрывают слои  $\text{CuO}_2$ , что отвечает оптимальному значению  $\bar{n}_{po} = 4 / (4\eta + 1) = 0,16$ .

Прежде, чем перейти к следующему разделу, представляется небезынтесным вспомнить, что ранее гигантские максимумы при  $T \approx 30-50\text{ K}$  были обнаружены при измерении  $\rho(T)$  образцов  $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$  [34] и  $(\text{Sr}_{1-x}\text{La}_x)_y\text{NbO}_{3-\delta}$  [33]. В обоих случаях эти максимумы интерпретировались в плане формирования в образцах сверхпроводящих нитей (*filamentary superconductivity*). Позднее выяснилось, что сверхпроводимость в  $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$  объясняется цепочечному выстраиванию экстраионов кислорода [78].

#### 4. Эволюция спектральных характеристик с ростом $\bar{n}_p$

В разделе, посвященном рассмотрению процессов упорядочения ромбонов, основное внимание было сфокусировано на обсуждении эволюции некогерентной части дырочного сообщества с ростом  $\bar{n}_p$ , отражающей его тенденцию образовывать отдельные поселения (сгустки), зримым воплощением которых на кривых  $\sigma(\omega)$  выступают округлые «холмы» внутри «потемкинской» щели (рис. 3). С увеличением размеров сгустков возникают предпосылки для запуска реакции «полимеризации» псевдоатомов с выходом «конечного продукта» в виде *BS*. В соответствии с рассматриваемым сценарием следует ожидать, что начальная стадия формирования *BS* должна проявиться на *ES* в виде выступа, примыкающего к правому склону «холма». В гамильтониане струнной модели за этот выступ отвечают слагаемые вида  $V_\eta^* b_\mu^+ b_\mu'$ , где  $b_\mu^+$  ( $b_\mu'$ ) — операторы рождения (уничтожения) бозонов, а энергия связи  $E_{B\eta}^*$  электронных состояний, вовлеченных в сформированные *BS*, напрямую связана с моду-

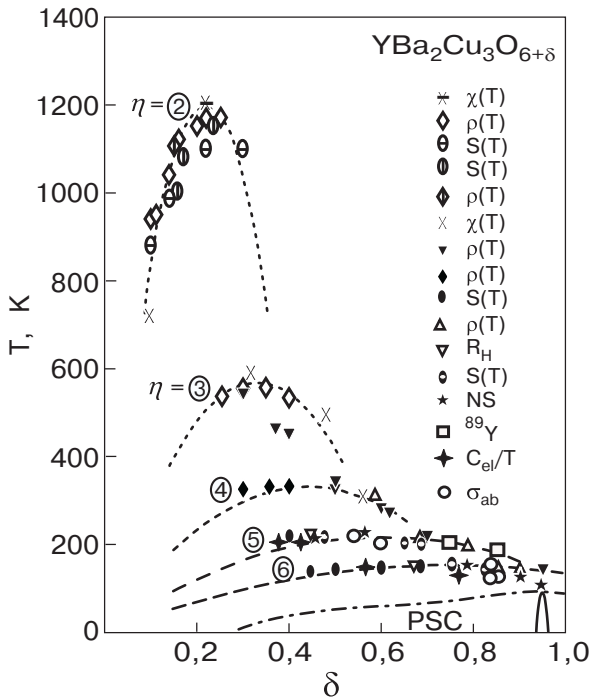


Рис. 6. Сопоставление измеренных значений  $T^*$  с предсказанной пятиуровневой  $T_{c\eta}^*(\delta)$ -диаграммой.

лем щели сверхпроводящего конденсата  $|\Delta_{s\eta}|$  соотношением  $|\Delta_{s\eta}| = \frac{1}{2}|V_{\eta}''| = E_{B\eta}'' \approx \hbar\bar{\omega}_0/8\eta$  [57,58], откуда для  $BS$  второго ранга найдем  $|\Delta_{s\eta}| \approx 0,128$  эВ.

Опираясь на приведенные выше формулы  $E_{B\eta}' \approx \hbar\bar{\omega}_0/2\eta$  и  $E_{B\eta}'' \approx \hbar\bar{\omega}_0/8\eta \approx E_{B\eta}'/4$ , задающими, соответственно, позиции некогерентного «холма» и бозонного выступа внутри «потемкинской» щели, можно попытаться проследить, каким образом процессы формирования страйпов в ступках ромбонов находят отражение в эволюции основных характеристик  $ES$  (*peak-dip-hump structure* [79]) с ростом  $\bar{n}_p$ . Поскольку в первом приближении эти характеристики взаимно увязаны лишь с одним квантовым числом  $\eta$ , то проверка дееспособности рассматриваемого струнного подхода, фактически, не оставляет свободы маневра для устранения расхождений в ту или иную сторону за счет привлечения подгоночных параметров. При этом, однако, необходимо принимать во внимание ряд факторов, частично рассмотренных в обзоре [67], которые могут существенно повлиять на достоверность полученной в эксперименте информации об электронных состояниях, особенно, когда обсуждение касается слабодопированных образцов купратов, в которых незранированные градиенты электростатического поля способны ощутимо изменить импульс  $\mathbf{P}_{fe}$  эмиттированных фотоэлектронов. Кроме того, существенное влияние на регистрируемые значения  $\mathbf{P}_{fe}$  способны оказать так называемые размерные эффекты, обусловленные малой шириной  $\omega_{\eta} = \eta a$  страйпов. В самом деле, неопределенность кинетической энергии  $E_{fe}$  эмиттированных фотоэлектронов из-за квантового размытия перпендикулярной к оси страйпа проекции импульса можно оценить из соотношения  $\varepsilon_{\eta} \approx \hbar^2/2m_e(\eta a)^2$ , откуда при  $\eta = 2$  находим  $\approx 0,07$  эВ. Одного этого размытия уже вполне достаточно, чтобы обеспечить значительное уширение бозонного выступа на склоне некогерентного «холма». Поскольку  $BS$  при малых  $\bar{n}_p$  ориентированы, скорее всего, примерно поровну в двух взаимно перпендикулярных направлениях вдоль связей  $\text{Cu-O}$ , которые в импульсном секторе фазового пространства принято сопоставлять ориентациям волновых векторов  $\mathbf{k} = (\pm\pi, 0)$  и  $\mathbf{k} = (0, \pm\pi)$ , то настроенный для данных  $\mathbf{k}$  анализатор будет регистрировать не только фотоэлектроны, эмиттированные из страйпов с проекциями импульса вдоль их осей, но и перпендикулярно к ним, что приведет к значительному усилению размытия бозонного выступа на шкале энергии связи  $E_B$ .

Из опубликованных в [72] результатов измерений  $ARPES$  для  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  (рис. 7,а) видно, что у образца с  $x = 0,03$  на обеих спектральных кривых для  $\mathbf{k} = (\pi/2, \pi/2)$  и  $\mathbf{k} = (\pi, 0)$  в качестве глав-

ной «достопримечательности» выступает «холм» с округлой вершиной, положение которой отмечено вертикальными штрихами вблизи  $E_B \approx 0,5$  эВ. В контексте струнной модели, происхождение наблюдаемых на  $ARPES$  «холмов» обусловлено локальными зонами, возникающими внутри почти анизотропных ступков из ромбонов второго ранга с  $E_B \approx E_{B\eta}' \approx \hbar\bar{\omega}_0/2\eta \approx 0,5$  эВ. Дальнейшее повышение уровня допирования до  $x = 0,05$  инициирует появление дополнительной выпуклости на склоне размы-

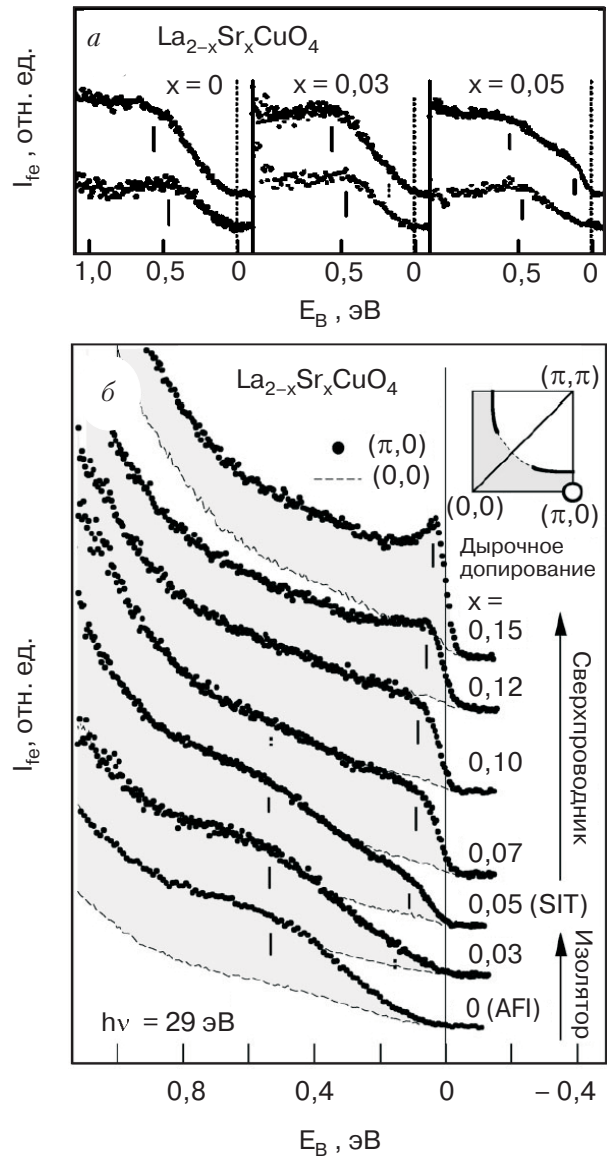


Рис. 7. Фотоэмиссионные спектры  $I_{fe}(E_B)$  с угловым разрешением ( $ARPES$ ) после вычитания фона при  $\mathbf{k} = (0,0)$ , который не зависит от угла [72]. Верхние и нижние кривые соответствуют волновым векторам  $\mathbf{k} = (\pi,0)$  и  $\mathbf{k} = (\pi/2, \pi/2)$  (а). Кривые интенсивности фототока  $I_{fe}(E_B)$  для монокристаллов  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  с разными значениями  $x$  [72], построенные в зависимости от энергии связи  $E_B$ . Тонкими штриховыми линиями обозначен не зависящий от угла фон при  $\mathbf{k} = (0,0)$  (б).

того «холма» спектральной кривой для  $\mathbf{k} = (\pi, 0)$ . Эту особенность, отмеченную вертикальным штрихом вблизи  $E_B = 0,13$  эВ, авторы связывают с началом сегрегации и выстраивания дырок вдоль направлений  $\langle 100 \rangle$ , задаваемых связями Cu–O. С точки зрения развиваемого подхода такое упорядочение следует дополнить спариванием дырок. В качестве аргументации для такого дополнения может служить тот факт, что позиция изображенного авторами [72] штриха в пределах погрешности измерений согласуется с расчетной энергией связи  $E''_{B\eta} = \hbar\bar{\omega}_0/8\eta \approx 0,128$  эВ  $2p$ -подобных состояний, причастных к формированию  $BS$  второго ранга.

Последующие стадии в эволюции  $ES$  с ростом  $x$  должны проходить под знаком экспансии ромбонов и  $BS$  в сторону фракций с более демократичными числами  $\eta$ , что сопряжено с соответствующим увеличением их размеров и ширины  $w_\eta = \eta a$  вследствие возросшей свободы перемещения дырок в условиях сглаживающегося экстрарельефа  $\tilde{U}_{ex}(\mathbf{r})$ . На кривых  $ARPES$  эти процессы должны найти отражение в «перекачке» спектрального веса из «холма» в низкочастотный сектор  $ES$ , как это реально наблюдается в эксперименте (рис. 7,б). При этом также видно, что бозонный выступ, перемещаясь вправо по ступеням  $E''_{B\eta} = \hbar\bar{\omega}_0/8\eta$ , одновременно растет и сужается. В числе наиболее существенных факторов такого сужения следует назвать увеличение ширины  $w_\eta = \eta a$  доминирующих при  $x > 0,1$  страйпов, в частности, из-за уменьшения упомянутого выше размытия  $\varepsilon_\eta \approx \hbar^2/2m_e(\eta a)^2$  кинетической энергии эмиттированных из  $BS$  электронов.

С увеличением концентрации  $BS$  и уменьшением промежутков между ними при  $\bar{n}_p > 1/16$  следует ожидать появления скомпонованных из  $BS$  протяженных кластеров. При понижении  $T$  ниже некоторого порога, лимитируемого энергией джозефсоновской связи в самых слабых звеньях, находящийся внутри кластеров конденсат куперонов может перейти в фазово-когерентное состояние (*filamentary or gossamer superconductivity*), подобно тому, как это происходит в гранулярных сверхпроводниках [80]. По мере увеличения числа таких кластеров возникнут предпосылки для перколяционной сверхпроводимости. На стадии максимально возможной концентрации неперекрывающихся  $BS$  шестого ранга ( $\bar{n}_p \approx 1/6$ ) невзрачному эмбриону бозонного выступа, зародившемуся при  $\bar{n}_p \approx 1/16$ , наконец-то суждено будет воплотиться в представительный когерентный пик (*peak-dip-hump structure* [7,79]).

Последующая деградация сверхпроводящего упорядочения ромбонов в виде страйпов будет обусловлена не столько уширением  $BS$  с увеличением  $\bar{n}_p$ , сколько нарушениями порядка из-за споради-

чески возникающих «пробок» в накатанных маршрутах передвижения дырочных пар вследствие нарастающего числа случаев перепутывания (перехлестывания) струн из перекрывающихся страйпов.

В соединении  $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$  наиболее однородное сверхпроводящее состояние с  $T_{c,max} = C_o \hbar\bar{\omega}_0/[2k_B(2\eta^2 + \eta)] \approx 92,4$  К (фактор  $C_o = 0,6$  рассчитан из условий оптимального для  $BS$  шестого ранга распределения вакансий в  $2p$ -оболочках кислородных цепочек  $\{CuO_3\}_n$  базисной плоскости) реализуется, как отмечалось выше, вблизи  $\delta = 0,96$ , когда динамически упорядоченные сегменты  $BS$  шестого ранга шириной  $\eta a$  и длиной  $8\eta b$  (в идеализированном случае) выстраиваются вдоль оси  $b$ , задаваемой направлением кислородных цепочек  $\{CuO_3\}_n$ , и почти целиком покрывают слои  $CuO_2$ , что соответствует оптимальному значению  $n_{po} = 4/(4\eta + 1) = 0,16$ . Квантовое размытие импульса поперек  $BS$  должно приводить к подавлению модуля наблюдаемой щели  $|\Delta_{s\eta}| = \hbar\bar{\omega}_0/8\eta \approx 43$  мэВ бозонного конденсата в динамически упорядоченных страйпах шестого ранга на величину  $2\varepsilon_\eta \approx \hbar^2/m_e(\eta a)^2 \approx 14$  мэВ. Вычисленные значения  $|\Delta_{s\eta}|_a = |\Delta_{s\eta}| - 2\varepsilon_\eta \approx 29$  мэВ и  $|\Delta_{s\eta}|_b \approx 43$  мэВ поперек и вдоль  $BS$  в пределах погрешности эксперимента согласуются с результатами измерений анизотропии сверхпроводящей щели вдоль осей  $a$  и  $b$  (29 и 44 мэВ соответственно) для  $YBa_2Cu_3O_{6,993}$  [81]. Приблизительно такие же значения  $|\Delta_s|_b \approx 44$  мэВ и  $|\Delta_s|_b/|\Delta_s|_a \approx 1,5$  были извлечены авторами [82] из результатов измерений угловой зависимости произведения  $I_c R_n$  — для пленок  $YBa_2Cu_3O_7$ , где  $I_c$  — критический ток, а  $R_n$  — сопротивление. Указания на довольно значительную (не менее 20%) анизотропию щели вдоль осей  $a$  и  $b$  были получены при сканировании SQUID-микроскопом распределения магнитного потока в образцах  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  кольцевой геометрии, вырезанные участки которых были закорочены ниобиевыми сегментами [83].

На отдельных участках слоев  $CuO_2$  страйпы могут оказаться запиннированными на различных неоднородностях кристаллической решетки. В этом случае анизотропия  $|\Delta_{s\eta}|$  не должна превышать 20%, поскольку ее подавление в статических  $BS$  будет определяться вдвое меньшей величиной  $\varepsilon_\eta \approx \hbar^2/2m_e(\eta a)^2 \approx 7$  мэВ. Добавим, что слабосвязанные пары в диагональных струнах и гиперромбонах с  $\eta \gg 6$ , разграничивающих между собой сегментированные страйпы, способны имитировать  $d_{x^2-y^2}$ -волновую симметрию сверхпроводящего параметра порядка, вызывая почти полное подавление  $|\Delta_{s\eta}|$  вдоль направлений квазиимпульса  $(\pm\pi, \pm\pi)$  и  $(\pm\pi, \mp\pi)$ .

Из приведенных выше формул и соотношений невооруженным взглядом просматривается фундаментальная связь параметров сверхпроводящего упорядочения не только с основными спектральными характеристиками псевдощелевого сектора, эволюция которых с увеличением  $\bar{n}_p$  наглядно продемонстрирована на примере рассчитанной для соединения  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$  пятиуровневой  $T_{c\eta}^*(\delta)$ -диаграммы, но и с «потемкинскими» (резонансными) модами  $\hbar\bar{\omega}_0 \approx 2$  эВ. Обнаруженный при измерении термомодуляционным методом факт влияния сверхпроводящего перехода на спектры отражения купратов при энергии фотонов  $\hbar\bar{\omega}_0 \approx 2$  эВ [84] вот уже второй десяток лет воспринимается как одно из самых мистических проявлений свойств ВТСП [1], учитывая сколь велика пропасть между «потемкинскими» модами и энергией связи дырочных пар  $|\Delta_{s\eta}| = \hbar\bar{\omega}_0/8\eta \approx 43$  мэВ в сверхпроводящем конденсате сектора  $PSC$ .

### 5. Перспективы изучения сверхпроводимости в оксидах

Кроме систематизации и объяснения экспериментальных данных развитие в струнной модели подходы позволяют наметить перспективы дальнейшего продвижения в изучении свойств не только купратов, но и других оксидов переходных металлов с родственными кристаллическими структурами. Действительно, изложенные выше принципы моделирования  $ES$  базируются на анализе  $Q1D$  корреляций в двумерной кислородной подрешетке с последующим рассмотрением в ней процессов сегрегации и самоупорядочения дырочных возбуждений, порожденных главным образом ионами-допантами из близлежащих слоев. В этом смысле сфера применимости пятиуровневой  $T_{c\eta}^*(\delta)$ -диаграммы (рис. 6) не ограничивается конкретным соединением  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ , для которого она была рассчитана, и ее, в принципе, можно рассматривать как «руководство к действию» не только при изучении свойств других купратных соединений, для которых общим структурным мотивом являются слои  $\text{CuO}_2$ , но и при анализе закономерностей в поведении концентрационных и температурных зависимостей электронных свойств «безмедных» оксидов, обусловленных возможными проявлениями в них сверхпроводящих корреляций, подобно тому, как это было продемонстрировано на примере ниобатов [33,85,86].

Если стартовать с самого нижнего ( $\eta = 6$ ) из пяти уровней  $T_{c\eta}^*(\delta)$ -диаграммы (рис. 6), то вопрос о возможности возникновения сверхпроводящего упорядочения хотя бы в отдельных фрагментах образца (примесных фазах) с критической температурой

$T_{ci} \approx 155$  К стал интенсивно зондироваться чуть ли не с момента открытия ВТСП. Так, в публикации за 1987 г., озаглавленной «Superconductivity at 155 K» [87], интерпретация «изчезновения»  $\rho(T)$  и сопутствующего слабого диамагнетизма в образцах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{F}_2\text{O}_y$  выдержана в духе представлений о сверхпроводящих нитях («Since a zero-resistance state requires a percolation path, the small-volume-fraction superconducting phase appears to be in a filamentary form»).

Именно субтильный и капризный характер филаментарной сверхпроводимости попортил немало нервных клеток исследователям, которые пытались почти вслепую поднять уровень воспроизводимости (или, если угодно, достоверности) фактов наблюдения симптомов сверхпроводящего упорядочения при  $T_{ci} \approx 155$  К, а иногда и выше. Видимо, только незначительная часть подобных наблюдений нашла место в нескольких десятках публикаций, которые, как правило, воспринимались коллегами весьма скептически, наподобие сообщений об НЛО (неопознанных летающих объектах).

Поворотным моментом в достижении рубежа  $T_{c\eta, \max}^* = C_{\eta}^* \hbar\bar{\omega}_0 / [2k_B(2\eta^2 + \eta)] \approx 153$  К ( $C_{\eta}^* \rightarrow 1$ ) стала публикация [88] об обнаружении сверхпроводимости с  $T_c \approx 94$  К в соединении  $\text{HgBa}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ , ставшего родоначальником сверхпроводящего семейства купратов  $\text{HgBa}_2\text{Ca}_{m-1}\text{Cu}_m\text{O}_{2m+2+\delta}$  ( $m = 1, 2, 3$ ) [89,90] с рекордными на сегодняшний день значениями  $T_{c, \max} \approx 153$  К, которые, правда, пока могут быть получены лишь в условиях гидростатического давления. С точки зрения изложенных выше подходов предельное для  $BS$  шестого ранга значение  $T_{c, \max} \approx T_{c\eta, \max}^* \approx 153$  К удастся достичь благодаря квазиодномерному упорядочению ионов кислорода в слоях  $\text{HgO}_\delta$ , что должно способствовать возникновению оптимального для стабилизации  $BS$  с  $\eta = 6$  экстрарельефа  $\tilde{U}'_{\text{ex}}(\mathbf{r})$  с  $C_{\eta}^* \rightarrow 1$  в результате взаимной подстройки довольно подвижных ионов кислорода, принадлежащих слоям  $\text{HgO}_\delta$ , и дырочных возбуждений в слоях  $\text{CuO}_2$ .

Если переключить внимание на расположенный выше уровень с  $T_{c\eta, \max}^* = \hbar\bar{\omega}_0 / [2k_B(2\eta^2 + \eta)] \approx 217$  К, ограничивающий регион стабильности  $BS$  с  $\eta = 5$  на  $T_{c\eta}^*(\delta)$ -диаграмме, то можно привести не меньше десятка публикаций, в которых изложены факты наблюдений атрибутов сверхпроводящего перехода при  $T_{ci} \approx 220$  К, включая «обнуление»  $\rho(T)$ . К примеру, в одной из таких статей заголовки начинаются со следующих слов: «Evidence for filamentary superconductivity up to 220 K ...» [91].

На следующем уровне температура  $T_{c\eta, \max}^* \approx 332$  К приблизительно на 40 К превышает комнатную. Поскольку вероятность реализации филамен-

тарной сверхпроводимости убывает с ростом  $T_{ci}$ , то, соответственно, уменьшаются и шансы встретить в труднообозримой базе данных по ВТСП публикации с изложением результатов наблюдений предполагаемого проявления признаков сверхпроводимости выше комнатной температуры, которую в состоянии вытерпеть кластеры, скомпонованные из  $BS$  четвертого ранга с  $T_{c1, \max}^* \approx 332$  К. Указания на такую возможность содержатся, в частности, в одной из фраз процитированной выше работы [87]: «The abnormally rapid decline of resistivity starting at room temperature suggest the existence of phases exhibiting superconducting onset above room temperature». В упомянутой публикации [86] сообщается о резком нарастании диамагнитного сигнала при  $T_{ci} \approx 300$  К. В двух других статьях из имеющейся у меня подборки приведены графики с резким падением  $\rho(T)$  при  $T_{ci} \approx 315\text{--}340$  К вплоть до «обнуления», причем непосредственно перед переходом кривые  $\rho(T)$  на обоих графиках проходят через максимум [92,93].

После преодоления психологически важного барьера комнатной температуры, трудно удержаться, чтобы хотя бы из любознательности не обратить взор на взметнувшиеся высоко вверх вершины с  $T_{c1, \max}^* \approx 569$  и  $1200$  К, которыми, как следует из  $T_{c1}(\delta)$ -диаграммы (рис. 6), лимитируется жаропрочность сверхпроводящего конденсата в  $BS$  третьего и второго рангов соответственно.

Чтобы ненароком не исказить суть излагаемых авторами [94] наблюдений, представляется уместным процитировать первое предложение из аннотации: «A stable and reproducible resistive transition with onset at about 550 K has been observed in a new  $Y - Ba - Cu - O$  compound system and attributed to a transition to a possible superconducting state». Причем, было обнаружено, что переход сдвигается вниз по температуре, если увеличивать пропускаемый через образец ток. Из вольт-амперных характеристик (ВАХ), измеренных при комнатной температуре, был оценен модуль сверхпроводящей щели  $\Delta = 94 \pm 10$  мэВ [94], который соответствует расчетной энергии спаривания дырок  $|\Delta_{s1}| = \hbar\bar{\omega}_0/8\eta \approx 86$  мэВ в  $BS$  третьего ранга и заметно ниже по сравнению с  $|\Delta_{s1}| \approx 128$  мэВ для  $BS$  второго ранга. Основываясь на результатах измерений диамагнитного вклада, авторы [94] оценили объем сверхпроводящей доли образца на уровне 0,03%.

При изучении температурных зависимостей электросопротивления  $R(T)$  монокристаллов  $CuO$ , с осажденными на их естественные грани пленками меди, было обнаружено, что после электротермического или термического отжига ВАХ образцов становятся нелинейными, а на кривых  $R(T)$  наблюда-

ются переходы с резким увеличением проводимости при понижении температуры. По мнению авторов [95], наблюдаемые аномалии в поведении транспортных свойств образцов «...могут быть обусловлены формированием сверхпроводящих областей с критическими температурами, значительно превышающими 400 К». При изучении ВАХ во всем доступном диапазоне температур было установлено, что извлеченные из них значения критического тока  $I_c(T)$  уменьшаются на 25–50% при нагреве от 80 до 400 К. Линейная экстраполяция результатов измерений  $I_c(T)$  на температурную ось показала, что максимальные значения критической температуры могут перекрывать диапазон в 1200 К.

Приведенные в этом разделе примеры возможных проявлений филаментарной сверхпроводимости структурированы таким образом, чтобы продемонстрировать, как результаты разрозненных эмпирических поисков могут быть объединены в рамках единой физической картины, отражающей закономерности в проявлении процессов сегрегации и самоорганизации дырочного сообщества на разных ступенях его иерархии. Сгустки кристаллизованных ромбонов с выступающими из них страйпами напоминают нейроны, которые могут функционировать в качестве элементов логики, управляя, например, процессами перехода дырочных пар между  $BS$  в многослойных схемах суперпроцессоров нового поколения (включая квантовые).

### Заключение и выводы

На основе концепции квазиодномерных корреляций в перекрывающихся  $2p$ -оболочках кислородной подрешетки проанализированы процессы сегрегации и самоорганизации дырочного сообщества в контексте их возможного воздействия на эволюцию электронных свойств купратов с увеличением  $\bar{n}_p$ . Анализ этих процессов в разрабатываемой струнной модели предполагает поиск самосогласованного решения многочастичной квантовой задачи на разных ступенях упорядочения дырочных возбуждений по мере роста их популяции. Решение ищется в форме динамического распределения дырок по  $2p$ -оболочкам кислородной подрешетки слоев  $CuO_2$  в условиях созданного ионами-допантами затравочного потенциального экстрарельефа  $\tilde{U}'_{ex}(\mathbf{r})$ .

На начальном этапе допирования каждый такой ион и порожденное им дырочное возбуждение, характеризуемое рангом  $\eta$  квантованой дырочной орбитали в кислородной подрешетке слоев  $CuO_2$ , трактуется как псевдоатом. Из расчетов следует, что в купратах с  $\bar{n}_p < 1/16$  основная масса дырочного

контингента состоит из дырочных возбуждений (ромбонов) второго ранга.

Следующий этап в эволюции дырочного сообщества с ростом  $\bar{n}_p$  начинается с демонстрации псевдоатомами тенденции к объединению и заканчивается их упорядочением в виде двумерных кристаллических сверхструктур в середине сгустков. В этом случае локальная плотность дырок в центре сгустков ромбонов второго ранга достигает так называемого магического числа  $n_{pm} = 1/8$ , а на  $ES$  появляется «холм», положение пологой вершины которого на шкале энергии связи  $E_B$  определяется формулой  $E'_{B\eta} \approx \hbar\bar{\omega}_0/2\eta$ . Значение  $E'_{B\eta} \approx 0,5$  эВ согласуется с результатами измерений.

Увеличение поперечного размера сгустков вызывает развитие в них неустойчивости, связанной сначала с появлением «молекулярных» дырочных орбиталей, заселенных парой дырок (*preformed pairs*), а затем и с «полимеризацией» самих «молекул» вдоль одного из кристаллографических направлений, задаваемых связями Cu–O. Формирование бозонных страйпов в этих условиях сопряжено с эквидистантным упорядочением спаренных дырок на зигзагообразных коллективных орбиталях, дискретная ширина которых определяется рангом исходных ромбонов. О присутствии  $BS$  должен сигнализировать выступ вблизи отметки  $E_B \approx E'_{B\eta} \approx \hbar\bar{\omega}_0/8\eta \approx 0,128$  эВ, как это наблюдается на кривых  $ARPES$ . В соединении  $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$  с  $\delta < 0,2$  последовательность процессов объединения ромбонов в сгустки, а затем и прорастания из них «щупалец»  $BS$ , образующих в итоге фрустрированную сеть сверхпроводящих каналов (*gossamer superconductivity*) с нейроноподобными узлами, проявляется в виде предсказанных гигатских максимумов на кривых  $\rho(T)$ .

Дальнейшая эволюция  $ES$  купратов с ростом  $\bar{n}_p$  сопряжена с увеличением квантованных размеров ромбонов и  $BS$ . Уменьшение промежутков между  $BS$  приводит к появлению протяженных кластеров, бозонный конденсат в которых при понижении  $T$  может перейти в фазово-когерентное состояние.

На основе выведенной (в рамках разработанного в модели формализма) формулы  $T_{c\eta}^* = C_\eta^* D_\eta^* \hbar\bar{\omega}_0 / [2 k_B (2\eta^2 + \eta)]$  были вскрыты основные закономерности в проявлении псевдощелевого состояния в форме пятиуровневой  $T_{c\eta}^*(\delta)$ -диаграммы и систематизированы многочисленные экспериментальные данные для  $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$ . Благодаря синергетическому эффекту взаимодополняющего сочетания теоретических и экспериментальных методов удалось значительно расширить (в прямом и переносном смысле) существующие представления об

электронных свойствах купратов во всем диапазоне их термостойкости.

Расчитанные в рамках единого подхода основные характеристики  $ES$ , перекрывающие весь диапазон эволюции спектральных кривых от диэлектрического до сверхпроводящего состояния, не требуют привлечения подгоночных параметров при воспроизведении таких экспериментальных данных для  $YBa_2Cu_3O_{6,96}$ , как максимальная температура сверхпроводящего перехода  $T_{c,max} = C_o \hbar\bar{\omega}_0 / [2k_B \times (2\eta^2 + \eta)] \approx 92,4$  К и модуль сверхпроводящей щели  $|\Delta_{s\eta}| = \hbar\bar{\omega}_0/8\eta \approx 43$  мэВ, включая ее анизотропию.

Сопоставление результатов расчетов с экспериментальными данными приводит к выводу, что в качестве наиболее реального претендента на главную роль связующего звена между протектором  $PSC$  и возвышающимся над ним сектором  $PGS$  на  $T_{c\eta}^*(\delta)$ -диаграмме следует рассматривать страйпы.

Таким образом, можно заключить, что развиваемые подходы к моделированию процессов самоорганизации дырочных возбуждений в купратах позволяют воспроизвести с единых позиций не только основные характеристики их  $ES$ , но и создают предпосылки для целенаправленной постановки экспериментальных исследований.

Полученные данные, призванные, главным образом, заполнить пробелы в изучении электронных свойств купратов, вместе с тем открывают новые горизонты в перспективе их практических применений. Напоминающие нейроны сгустки кристаллизованных ромбонов с выступающими из них страйпами могут служить, например, в качестве логических элементов в интегральных наноструктурах многослойных процессоров нового поколения (включая квантовые). Благодаря практически бездиссипативному транспорту заряда по страйпам такие процессоры будут характеризоваться гораздо меньшим энергопотреблением по сравнению с существующими и значительно более широким диапазоном тактовых частот и рабочих температур.

В завершение автор считает своим приятным долгом поблагодарить оргкомитет XVI Уральской международной зимней школы по физике полупроводников за предоставленную возможность доложить, а затем и обсудить в более тесном кругу заинтересованных коллег результаты проведенных теоретических и экспериментальных исследований электронных свойств купратов.

Работа поддержана грантом РФФИ №05–08–50074 и Программой ОФН РАН «Сильно коррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах» в рамках проекта 3.5.

1. A.J. Leggett, *Nature Phys.* **2**, 134 (2006).
2. M. Vojta, *Nature Phys.* **2**, 142 (2006).
3. Ya. Sun, M. Guidry, and C.-Li Wu, *Phys. Rev.* **B73**, 134519 (2006).
4. B. Kyung, S.S. Kancharla, D. Senechal, A.-M.S. Tremblay, M. Civelli, and G. Kotliar, *Phys. Rev.* **B73**, 165114 (2006)
5. M.R. Presland, J.L. Tallon, R.G. Buckley, R.S. Liu, and N.E. Flower, *Physica* **C176**, 95 (1991); J.L. Tallon, *Phys. Rev.* **B58**, R5956 (1998).
6. T. Timusk and B. Statt, *Rep. Prog. Phys.* **62**, 61 (1999); H.Y. Hwang, B. Batlogg, H. Takagi, H.L. Kao, J. Kwo, R.J. Cava, J.J. Krajewski, and W.F. Peck, Jr., *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2636 (1994).
7. T. Sato, H. Matsui, S. Nishina, T. Takahashi, T. Fujii, T. Watanabe, and A. Matsuda, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 067005 (2002).
8. H. Ding, T. Yokoya, J.C. Campuzano, T. Takahashi, M. Randeria, M.R. Norman, T. Mochiku, K. Kadowaki and J. Giapintzakis, *Nature* **382**, 51 (1996).
9. J. Bardeen, L.N. Cooper, and J.R. Schrieffer, *Phys. Rev.* **106**, 162 (1957); *ibid.* **108**, 1175 (1957).
10. Ch. Renner, B. Revaz, J.-Y. Genoud, K. Kadowaki, and Ø. Fischer, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 149 (1998).
11. N. Miyakawa, J.F. Zasadzinski, L. Ozyuzer, P. Gupta-sarma, D.G. Hinks, C. Kendziora, and K.E. Gray, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1018 (1999).
12. A. Matsuda, S. Sugita, and T. Watanabe, *Phys. Rev.* **B60**, 1377 (1999).
13. M. Kugler, Ø. Fischer, Ch. Renner, S. Ono, and Y. Ando, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4911 (2001).
14. K. McElroy, D.-H. Lee, J.E. Hoffman, K.M. Lang, J. Lee, E.W. Hudson, H. Eisaki, S.Uchida, and J.C. Davis, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 197005 (2005).
15. S. Chakravarty, R.B. Laughlin, D.K. Morr, and Ch. Nayak, *Phys. Rev.* **B63**, 094503 (2001); I.-P. Ismer, I. Eremin, and D.K. Morr, *Phys. Rev.* **B73**, 104519 (2006).
16. C.M. Varma, *Phys. Rev.* **B73**, 155113 (2006).
17. P. Pieri, G.C. Strinati, and D. Moroni, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 127003 (2002).
18. Д.Д. Прокофьев, М.Р. Волков, Ю.А. Бойков, *ФТТ* **45**, 1168 (2003).
19. Yayu Wang, Lu Li, M.J. Naughton, G.D. Gu, S. Uchida, and N.P. Ong, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 247002 (2005).
20. А.Л. Соловьев, В.М. Дмитриев, *ФНТ* **32**, 139 (2006).
21. C. Panagopoulos, M. Majoros, T. Nishizaki, and H. Iwasaki, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 047002 (2006), and references therein.
22. Yu.N. Ovchinnikov, S.A. Wolf, and V.Z. Kresin, *Phys. Rev.* **B63**, 064524 (2001).
23. R.S. Markiewicz, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 229703 (2002).
24. J.L. González and E.V.L. de Mello, *Phys. Rev.* **B69**, 134510 (2004).
25. A.A. Abrikosov, *Phys. Rev.* **B72**, 212502 (2005).
26. M. Mayr, G. Alvarez, A. Moreo, and E. Dagotto, *Phys. Rev.* **B73**, 014509 (2006).
27. Yayu Wang, Lu Li, and N.P. Ong, *Phys. Rev.* **B73**, 024510 (2006).
28. Н.Е. Алексеевский, А.В. Митин, Е.П. Хлыбов, Г.М. Кузьмичева, В.И. Нижанковский, И. Вархульская, А. Гилевский, *ЖЭТФ* **97**, 263 (1990).
29. N.E. Alekseevskii, A.V. Mitin, V.I. Nizhankovskii, E.P. Khlybov, and G.M. Kuzmicheva, *Physica* **B163**, 659 (1990).
30. P.W. Anderson, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 309 (1962).
31. А.В. МИТИН, *ЖЭТФ* **93**, 590 (1987); A.V. Mitin, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2275 (1994).
32. T. Nakano, M. Oda, C. Manabe, N. Momono, Y. Miura, and M. Ido, *Phys. Rev.* **B49**, 16000 (1994).
33. А.В. Митин, Г.М. Кузьмичева, В.В. Мурашов, Е.П. Хлыбов, *ЖЭТФ* **107**, 1943 (1995); A.V. Mitin, *Proc. LT 21, Czech. J. Phys.* **46, Suppl. S5**, 2679 (1996).
34. P.M. Grant, S.S.P. Parkin, V.Y. Lee, E.M. Engler, M.L. Pamirez, J.E. Vazquez, G. Lim, R.D. Jacowitz, and R.L. Greene, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2482 (1987).
35. C. Howald, H. Eisaki, N. Kaneko, M. Greven, and A. Kapitulnik, *Phys. Rev.* **B67**, 014533 (2003); C. Howald, H. Eisaki, N. Kaneko, and A. Kapitulnik, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **100**, 9705 (2003).
36. V.J. Emery and S.A. Kivelson, *Physica* **C235-240**, 189 (1994).
37. D. Pines, *Physica* **C282-287**, 273 (1997).
38. A.V. Chubukov and J. Schmalian, *Phys. Rev.* **B57**, R11085 (1998).
39. M. Franz and A.J. Millis, *Phys. Rev.* **B58**, 14572 (1998); J. Orenstein and A.J. Millis, *Science* **288**, 468 (2000).
40. C.M. Varma, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3538 (1999).
41. A.A. Abrikosov, *Phys. Rev.* **B63**, 134518 (2001).
42. J.R. Schriffer, *Current Appl. Phys.* **1**, 3 (2001).
43. S. Sachdev, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 913 (2003).
44. Jan Zaanen, *Science* **286**, 251 (1999); *Nature* **415**, 379 (2002).
45. S.A. Kivelson, I.P. Bindloss, E. Fradkin, V. Oganesyan, J.M. Tranquada, A. Kapitulnik, and C. Howald, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 1201 (2003).
46. Е.Г. Максимов, *УФН* **170**, 1033 (2000).
47. М.В. Садовский, *УФН* **171**, 539 (2001); M.V. Sadovskii, I.A. Nekrasov, E.Z. Kuchinskii, Th. Pruschke, and V.I. Anisimov, *Phys. Rev.* **B72**, 155105 (2005).
48. R.B. Laughlin, *cond-mat/0209269* (2002); F.C. Zhang, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 207002 (2003).
49. A.S. Moskvina, *Phys. Rev.* **B69**, 214505 (2004).
50. К.В. Мицен, О.М. Иваненко, *УФН* **174**, 545 (2004).
51. В.И. Белявский, Ю.В. Копаев, *УФН* **176**, 457 (2006).
52. P.A. Lee, N. Nagaosa, and X.-G. Wen, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 17 (2006).
53. V.J. Emery and S.A. Kivelson, *J. Low Temp. Phys.* **117**, 189 (1999).
54. V.J. Emery, S.A. Kivelson, and O. Zachar, *Phys. Rev.* **B56**, 6120 (1997).
55. A.V. Mitin, *Proc. of the XIV Ural Int. Winter School on the Physics of Semiconductors*, Ekaterinburg (2002), L10.

56. А.В. Митин, *Инженерная физика* **1**, 37 (2003).
57. А.В. Митин, *Известия РАН. Сер. физ.* **69**, 576 (2005).
58. А.В. Митин, *Известия РАН. Сер. физ.* **70**, 598 (2006).
59. С.Л. Гнатченко, М. Баран, Р. Шимчак, Г. Шимчак, *ФДТ* **21**, 1157 (1995); S.L. Gnatchenko, A.M. Ratner, M. Baran, R. Szymczak, and H. Szymczak, *Phys. Rev.* **B55**, 3876 (1997).
60. G. Yu, C.H. Lee, D. Mihailovic, A.J. Heeger, C. Fincher, N. Herron, and E.M. McCarron, *Phys. Rev.* **B48**, 7545 (1993).
61. T. Mizokawa, C. Kim, Z.-X. Shen, A. Ino, A. Fujimori, M. Goto, H. Eisaki, S. Uchida, M. Tagami, K. Yoshida, A.I. Rykov, Y. Siohara, K. Tomimoto, and S. Tajima, *Phys. Rev.* **B60**, 12335 (1999).
62. S. Åsbrink and A. Wałkowska, *J. Phys.: Condens. Matter* **3**, 8173 (1991).
63. J. Ghijsen, L.H. Tjeng, H. Eskes, G.A. Sawatzky, and R.L. Johnson, *Phys. Rev.* **B42**, 2268 (1990).
64. «The feature at 2 eV in the former case is not a true gap but a resonance – a Potemkin gap», [R.B. Laughlin, *Abstracts of LT* **23**, Session 22V, 22V1, Hiroshima, Japan (2002)].
65. E. Clementi and A.D. McLean, *Phys. Rev.* **133**, A419 (1964); E. Clementi and C. Roetti, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **14**, 177 (1974).
66. А.А. Абрикосов, Л.А. Фальковский, *Письма в ЖЭТФ* **49**, 463 (1989); A.A. Abrikosov and L.A. Falkovsky, *Physica* **C168**, 556 (1990).
67. A. Damascelli, Z. Hussain, and Z.-X. Shen, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 473 (2003).
68. N. Ishizawa and M. Hayatsu, *Physica* **C338**, 170 (2000).
69. F. Ronning, T. Sasagawa, Y. Kohsaka, K.M. Shen, A. Damascelli, C. Kim, T. Yoshida, N.P. Armitage, D.H. Lu, D.L. Feng, L.L. Miller, H. Takagi, and Z.-X. Shen, *Phys. Rev.* **B67**, 165101 (2003).
70. J.J.M. Pothuisen, R. Eder, N.T. Hien, M. Matoba, A.A. Menovsky, and G.A. Sawatzky, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 717 (1997).
71. S. Uchida, T. Ido, H. Takagi, T. Arima, Y. Tokura, and S. Tajima, *Phys. Rev.* **B43**, 7942 (1991).
72. A. Ino, C. Kim, M. Nakamura, T. Yoshida, T. Mizokawa, Z.-X. Shen, A. Fujimori, T. Kakeshita, H. Eisaki, and S. Uchida, *Phys. Rev.* **B62**, 4137 (2000).
73. A. Ino, C. Kim, M. Nakamura, T. Yoshida, T. Mizokawa, A. Fujimori, Z.-X. Shen, T. Kakeshita, H. Eisaki, and S. Uchida, *Phys. Rev.* **B65**, 094504 (2002).
74. D.J. Werder, C.H. Chen, and G.P. Espinosa, *Physica* **C173**, 285 (1991); A.A. Aligia, S. Koval, and R. Mignoni, *Phys. Rev.* **B57**, 1241 (1998).
75. F. Yang and S.-P. Kou, *Phys. Rev.* **B72**, 085134 (2005).
76. B. Wuyts, V.V. Moschalkov, and Y. Bruynseraede, *Phys. Rev.* **B53**, 9418 (1996).
77. Yayu Wang and N.P. Ong, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **98**, 11091 (2001).
78. B.W. Statt, P.C. Hammel, Z. Fisk, S-W. Cheong, F.T. Chou, D.C. Johnston, and J.E. Schriber, *Phys. Rev.* **B52**, 15575 (1995).
79. J.C. Campuzano, H. Ding, M.R. Norman, H.M. Fretwell, M. Randeria, A. Kaminski, J. Mesot, T. Takeuchi, T. Sato, T. Yokoya, T. Takahashi, T. Mochiku, K. Kadowaki, P. Guptasarma, D.G. Hinks, Z. Konstantinovic, Z.Z. Li, and H. Raffy, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3709 (1999); M.R. Norman, A. Kaminski, J. Mesot, and J.C. Campuzano, *Phys. Rev.* **B63**, 140508(R) (2001).
80. А.В. Митин, *Сверхпроводимость: физика, химия, техника (СФХТ)* **7**, 62 (1994); A.V. Mitin, *Physica* **C235–240**, 3311 (1994).
81. D.H. Lu, D.L. Feng, N.P. Armitage, K.M. Shen, A. Damascelli, C. Kim, F. Ronning, Z.-X. Shen, D.A. Bonn, R. Liang, W.N. Hardy, A.I. Rykov, and S. Tajima, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4370 (2001).
82. H.J.H. Smilde, A.A. Golubov, A. Ariando, G. Rijnders, J.M. Dekkers, S. Harkema, D.H.A. Blank, H. Rogalla, and H. Hilgenkamp, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 257001 (2005).
83. J.R. Kirtley, C.C. Tsuei, A. Ariando, C.J.M. Vervijis, S. Harkema, and H. Hilgenkamp, *Nature Phys.* **2**, 190 (2006).
84. M.J. Holcomb, C.L. Perry, J.L. Collman, and W.A. Little, *Phys. Rev.* **B53**, 6734 (1996).
85. А.В. Митин, Г.М. Кузьмичева, В.В. Мурашов, Е.П. Хлыбов, *Сверхпроводимость: физика, химия, техника (СФХТ)* **5**, 193 (1992).
86. T. Ogushi, S. Higo, G.N. Suresha, Yu. Honjo, Yo. Hakaruku, and L. Rinderer, *Physica* **C153–155**, 504 (1988).
87. S.R. Ovshinsky, R.T. Young, D.D. Allred, G. DeMaggio, and G.A. Van der Leeden, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2579 (1987).
88. S.N. Putilin, E.V. Antipov, O. Chmaissem, and M. Marezio, *Nature* **362**, 226 (1993).
89. A. Schilling, M. Cantoni, J.D. Guo, and H.R. Ott, *Nature* **363**, 56 (1993).
90. C.W. Chu, L. Gao, F. Chen, Z.J. Huang, R.L. Meng, and Y.Y. Xue, *Nature* **365**, 323 (1993); L. Gao, Y.Y. Xue, F. Chen, Q. Xiong, R.L. Meng, D. Ramirez, C.W. Chu, J.H. Eggert, and H.K. Mao, *Phys. Rev.* **B50**, 4260 (1994).
91. R. Schönberger, H.H. Otto, B. Brunner, and K.F. Renk, *Physica* **C173**, 159 (1991).
92. H. Ihara, N. Terada, M. Jo, M. Hirabayashi, M. Tokumoto, Yo. Kimura, T. Matsubara, and R. Sugise, *J. Appl. Phys. Jpn.* **26**, L1413 (1987).
93. H. Yoshida and K. Atobe, *Physica* **C153–155**, 337 (1988).
94. A. Erbil, A.C. Wright, and E.P. Boyd, *Phys. Rev.* **B37**, 555 (1988).
95. В.В. Осипов, И.В. Кочев, С.В. Наумов, *ЖЭТФ* **120**, 1246 (2001).



Analysis of self-organization processes amid hole states in cuprates and peculiarities of their manifestations in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$

A.V. Mitin

The previous string model based on the concept of quasi-one-dimensional correlations along the overlapping  $2p$ -shells in the oxygen sublattice is used to analyze the effect of self-organization amid hole community in cuprates on evolution of their physical properties with increasing the doping level. In particular, the scenario considered permits us to suggest that the formation of boson stripes within the bunches of fermion-like hole excitations manifests itself in the electronic spectra first as bulges and then as coherent peaks adjacent to lower-energy humps of incoherent origin. In the light of the approaches developed most attention is given to revealing a specific ordering of the hole states in

the  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$  compound, where the basal oxygen can be arranged into chains and therefore the most favorable conditions may be realized for emerging a frustrated network of superconducting nanochannels composed of the second-rank boson stripes, the later being able to retain their stability over a temperature range up to 1200 K at  $\delta \approx 0.22$ . It is shown that the main characteristics of the cuprate electronic spectra calculated without any application of adjustable parameters are in good agreement with experimental data.

PACS: 74.20.Mn Nonconventional mechanisms (spin fluctuations, polarons and bipolarons, resonating valence bond model, anyon mechanism, marginal Fermi liquid, Luttinger liquid, etc.);  
74.25.Jb Electronic structure;  
**74.72.-h** Cuprate superconductors.

Keywords: cuprates, pseudogap, bosonic stripes, superconductivity.