

02

## Электронно-дырочные димеры в „родительской“ фазе квази—2D-купратов

© А.С. Москвин, Ю.Д. Панов

Уральский федеральный университет,  
Екатеринбург, Россия

E-mail: alexander.moskvina@urfu.ru

Поступила в Редакцию 15 апреля 2019 г.

В окончательной редакции 22 апреля 2019 г.

Принята к публикации 24 апреля 2019 г.

Показано, что наряду с высокой ионной поляризуемостью и близостью к „поляризационной катастрофе“ важнейшей особенностью родительских купратов типа  $\text{La}_2\text{CuO}_4$ , предопределяющей их необычное поведение при неэквивалентном замещении, является неустойчивость относительно переноса заряда с формированием системы метастабильных дипольно-активных „мтт-хаббардовских“ экситонов — электронно-дырочных (ЕН) димеров. Неэквивалентное замещение смещает фазовое равновесие в сторону конденсации ЕН-димеров и формирования неоднородной ЕН-жидкости, в простейшей модели эквивалентной системе композитных бозонов. Для эффективного описания электронного состояния допированных купратов предлагается использовать  $S = 1$  псевдоспиновый формализм, который позволяет рассмотреть принципиально новые зарядовые состояния типа RVB-фазы Андерсона. Рекомбинация ЕН-димеров при критически малом значении энергии локальных и нелокальных корреляций приводит к переходу системы в ферми-жидкостное состояние.

**Ключевые слова:** купраты, электронная структура, электронно-дырочные димеры.

DOI: 10.21883/FTT.2019.09.48097.27N

### 1. Введение

Природа высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) и других аномальных свойств квази—2D-купратов типа  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ , так или иначе, связана со специфическими свойствами „родительской“ фазы. Замечательной особенностью родительских купратов типа  $\text{La}_2\text{CuO}_4$ ,  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$  является высокая ионная поляризуемость, а также аномально большие значения диэлектрических констант [1,2]. В простейшей изотропной модели диэлектрическая проницаемость ионного кристалла содержит фактор „усиления“

$$\left[ 1 - \frac{4\pi}{3} \sum_i n_i \alpha_i \right]^{-1},$$

где  $n_i$  — плотность,  $\alpha_i$  — поляризуемость ионов. Поляризационный фактор  $S = \frac{4\pi}{3} \sum_i n_i \alpha_i$  (refractivity sum)

для родительских купратов близок к единице [2], что означает их близость к „поляризационной катастрофе“. Такие системы неустойчивы относительно перехода в новое состояние с конденсацией локальных или коллективных низкоэнергетических возбуждений типа однородного или „зарождающегося“ (incipient) ферроэлектрика, перехода изолятор — металл, различных вариантов зарядового упорядочения. Конкретный вариант зависит от характера низкоэнергетических возбуждений, конкуренции различных степеней свободы и соответствующих параметров порядка. Основным кандидатом в родительских купратах являются зарядово-нейтральные, но дипольно-активные „мтт-хаббардовские“ экситоны с

переносом заряда. Минимальная энергия, необходимая для рождения такой электронно-дырочной (ЕН) пары путем прямого франк-кондоновского (FC) оптического перехода с переносом заряда в родительских купратах, то есть оптическая щель, составляет  $E_{\text{gap}}^{\text{opt}} \approx 1.5\text{--}2.0\text{ eV}$ . Фактически это энергия образования нестабильного экситона с переносом заряда, или ЕН-димера, как своеобразного кванта реакции диспропорционирования. Эффекты электрон-решеточной релаксации приводят либо к его распаду с ЕН-рекомбинацией, либо к образованию метастабильного ЕН-димера, устойчивость которого поддерживается локальной деформацией решетки и электронной поляризацией окружения. Энергия метастабильного ЕН-димера определяет „адиабатическую“ или „термическую“ щель с переносом заряда, которая может существенно отличаться от оптической щели [3,4]. К сожалению, экспериментальная информация об энергии релаксации в родительских купратах крайне скудна. Так, высокотемпературные холловские измерения позволили оценить энергию образования пары несвязанных электронных и дырочных носителей в родительском купрате  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  [5]:  $U_{\text{th}} = 0.89\text{ eV}$ . Измерения химических потенциалов дырок и электронов в  $\text{Y}_{0.38}\text{La}_{0.62}\text{Ba}_{1.74}\text{La}_{0.26}\text{Cu}_3\text{O}_y$  (YLBCO) [6] дают для этой энергии величину порядка  $0.8\text{ eV}$ . Это означает, что минимальная энергия  $E_{\text{gap}}^{\text{th}}$  образования связанных в ЕН-димере электронных и дырочных центров должна быть существенно меньше  $0.9\text{ eV}$ , что указывает на неустойчивость родительских купратов относительно переноса заряда с образованием устойчивых ЕН-димеров. Эта энергия может быть иден-

тифицирована как низкоэнергетический край слабой „не-франк-кондоновской“ (NFC) полосы, отчетливо видимой в среднем ИК-диапазоне 0.4–1.0 eV (MIR-полоса) во всех родительских купратах и в определенном смысле являющейся их „визитной карточкой“ [3]. С учетом  $E_{\text{gap}}^{\text{th}} \approx 0.4 \text{ eV}$  мы получаем для энергии связи электронных и дырочных центров в  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  величину  $V_{\text{EH}} \approx 0.5 \text{ eV}$ . Нужно отметить, что на краю достаточно широкой MIR-полосы в купратах обнаруживается узкий пик, связанный с двухмагنونным (2M) поглощением. Кстати, подобный двухмагنونный пик является единственной в MIR-диапазоне спектральной особенностью изоструктурного купратам антиферромагнетика  $\text{La}_2\text{NiO}_4$  [7], что подчеркивает уникальность купратов как систем, неустойчивых относительно переноса заряда и формирования устойчивых EH-димеров — низкоэнергетических зарядовых (но нейтральных!) возбуждений. Эта неустойчивость является результатом сильного электронно-колебательного взаимодействия, которое является важным „участником“ формирования необычных свойств купратов. Близость энергий спиновых и зарядовых возбуждений в родительских купратах свидетельствует о конкуренции соответствующих степеней свободы в „борьбе“ за основное состояние.

В данной работе мы рассматриваем свойства EH-димеров, их роль в формировании необычного нормального и сверхпроводящего состояния купратов, а также „нечастичный“ (unparticle)  $S = 1$  псевдоспиновый формализм описания зарядовых состояний.

## 2. EH-димеры в родительских купратах

Устойчивые EH-димеры, или „молт-хаббардовские“  $d-d$ -экситоны с переносом заряда, в родительских купратах представляют собой связанные электронный  $[\text{CuO}_4]^{7-}$  и дырочный  $[\text{CuO}_4]^{5-}$  центры, соответствующие кластеру  $\text{CuO}_4$  с полностью заполненными  $\text{Cu } 3d$ - и  $\text{O } 2p$ -оболочками, или вакуумному состоянию для дырок  $|0\rangle$ , и двухдырочной конфигурации  $|2\rangle$  кластера  $\text{CuO}_4$  с основным жанг-райсовским (Zhang-Rice) синглетом. Дублет  $|02\rangle, |20\rangle$  расщепляется благодаря резонансной реакции двухчастичного переноса  $|02\rangle \leftrightarrow |20\rangle$ . Новые суперпозиции

$$|\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} = (|02\rangle \pm |20\rangle)$$

с энергией  $E_{\pm} = U_{\text{th}} - V_{\text{EH}} \pm |t_B|$  образуют димеры S- ( $|+\rangle$ ) и P- ( $|-\rangle$ ) типа, где  $U_{\text{th}}$  — энергия образования пары несвязанных электронных и дырочных носителей,  $V_{\text{EH}}$  — энергия связи электронных и дырочных центров в родительском купрате. Величина эффективного интеграла двухчастичного переноса  $t_B = \langle 20|H|02\rangle$ , определяющего S–P-расщепление, играет принципиальную роль в „судьбе“ родительских купратов. Дело в том, что этот интеграл фактически является интегралом переноса локального композитного бозона, образуемого парой

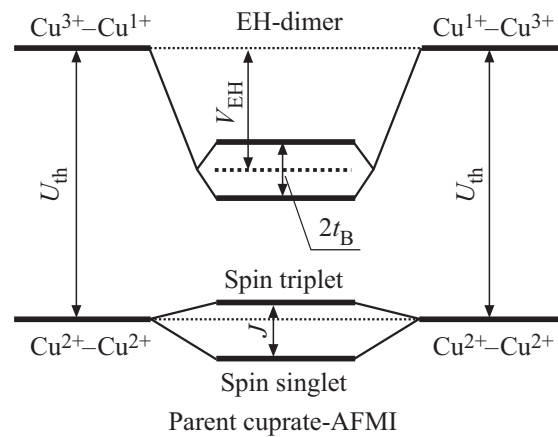


Рис. 1. Спектр EH-димера в родительском купрате с учетом электростатического EH-взаимодействия и двухчастичного переноса.

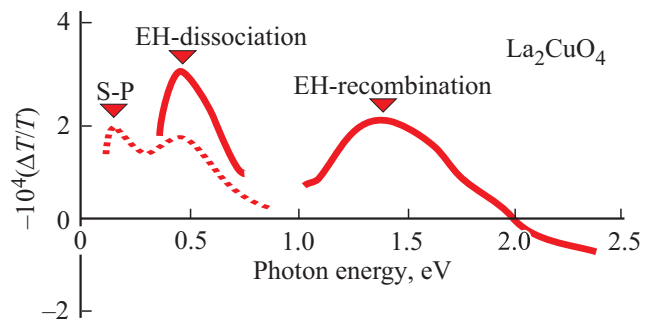


Рис. 2. Сплошные кривые — спектр фотоиндуцированного поглощения  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  при 15 K и энергии фотонов накачки 2.54 eV [8]. Пунктирная кривая — спектр фотоиндуцированного поглощения  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  при 4.2 K и энергии фотонов накачки 2.7 eV [9].

частиц, электронов или дырок, локализованных на одном кластере  $\text{CuO}_4$  и формально различающих электронный и дырочный центры.

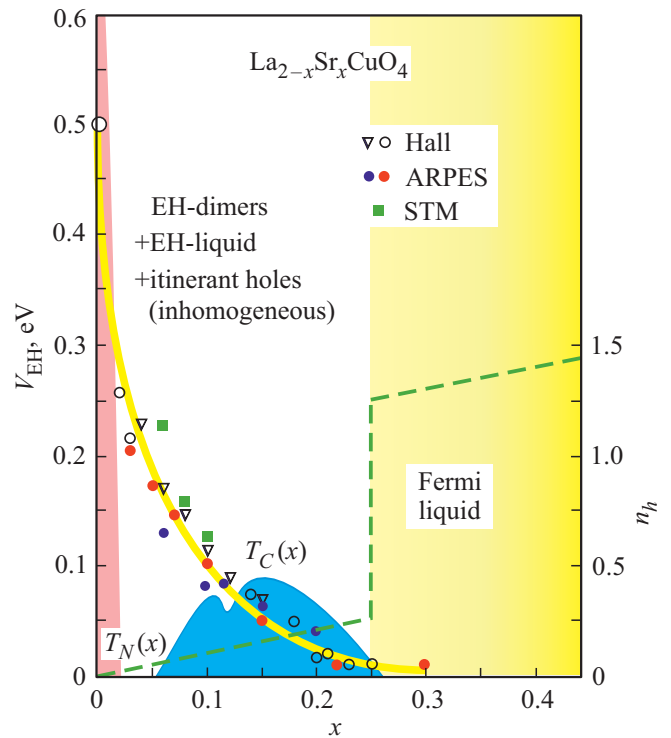
Независимые экспериментальные данные для различных купратов указывают на величину  $t_B \approx 0.1 \text{ eV}$  [3,4], близкую, как и следовало ожидать, к величине обменного интеграла в родительском купрате. Интересно, что формально EH-димеры можно рассматривать как центры с отрицательной энергией корреляции  $U$  (negative- $U$  centers). На рис. 1 для иллюстрации представлена энергетическая структура изолированной пары ближайших центров  $\text{CuO}_4$  с учетом переноса заряда, связи электронного и дырочного центров, а также изотропного обмена центров  $[\text{CuO}_4]^{6-}$  (номинально  $\text{Cu}^{2+}$ -центров) со спином 1/2, как в родительском купрате, так и, предположительно, при относительно небольшом электронном или дырочном допировании.

EH-димеры проявляются в различных оптических свойствах родительских купратов, в частности, в спектрах фотоиндуцированного поглощения.

На рис. 2 представлены спектры фотоиндуцированного поглощения  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  при 15 K и энергии фотонов накачки 2.54 eV [8], а также при 4.2 K и энергии фотонов накачки 2.7 eV [9]. Пик при 0.5 eV может быть естественным образом связан с фотодиссоциацией ЕН-димеров, в то время как высокоэнергетический пик при 1.4 eV может быть связан с фоторекомбинацией ЕН-димеров, то есть обратным переходом с переносом заряда и аннигиляцией ЕН-пары. Пик при 0.2 eV приписывается S–P-переходу в фотоиндуцированных ЕН-димерах. Подобные, хотя и относительно слабые пики, наблюдаются практически во всех родительских купратах [3,4], свидетельствуя о существовании в них небольшой концентрации устойчивых ЕН-димеров. Огромная величина электрического дипольного момента S–P-перехода:  $d_{SP} = |\langle S|d|P\rangle| \approx 2eR_{\text{CuCu}} \approx 8e$  ( $R_{\text{CuCu}}$  в ангстремах) указывает на важную роль S–P-дублета в нелинейной оптике родительских купратов, в частности, в электроотражении, двухфотонном поглощении и генерации третьей гармоники. Принципиально важное значение для купратов приобретает аномально высокая электрическая поляризуемость ЕН-димеров, которые можно рассматривать как зародыши новой высокополяризуемой фазы, переход в которую „поляризационно-неустойчивой“ родительской фазы может быть либо спонтанным, либо индуцированным, например, неизовалентным замещением.

### 3. ЕН-димеры и особенности допированных купратов

При конечных температурах родительские купраты представляют собой системы с малой концентрацией метастабильных ЕН-димеров, гигантская электрическая поляризуемость которых, действительно приводит к аномальному поведению купратов при неизовалентном замещении в системах типа  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ ,  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ ,  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  и  $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ , сопровождаемом появлением неоднородного электрического потенциала и электронным или дырочным допированием. Рост концентрации центров примесного электрического потенциала сопровождается конденсацией и ростом концентрации ЕН-димеров, обеспечивающих эффективную экранировку примесного потенциала, с одновременным ростом энергии электрон-решеточной релаксации и резким снижением энергии переноса заряда, так и энергии связи  $V_{\text{EH}}$  электронных и дырочных центров в ЕН-димерах. Так, по данным высокотемпературных холловских измерений [5] энергия образования пары несвязанных электронных и дырочных носителей  $U_{\text{th}}$  резко падает с 0.89 до 0.53 eV при замещении всего лишь 1% трехвалентных ионов  $\text{La}^{3+}$  двухвалентными ионами  $\text{Sr}^{2+}$  в родительском купрате  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  и продолжает резко падать при дальнейшем росте допирования. На рис. 3 представлена зависимость энергии образования несвязанных электронов и дырок от уровня допирования в



**Рис. 3.** Модельная „фазовая диаграмма“ купрата  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ . Зависимость энергии ЕН-связи в димере  $V_{\text{EH}}$  от уровня допирования показана по данным [11] и [3] ( $V_{\text{EH}}$  при  $x = 0$ ). Пунктирной линией показана зависимость концентрации носителей от уровня допирования со скачком в точке ЕН-рекомбинации. Для сравнения приведены соответствующие зависимости температуры Нееля и температуры сверхпроводящего перехода.

$\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  по данным работ [3,5,10,11]. Горьков и Тейтельбаум [11] связывают энергию  $V_{\text{EH}}$  с характерной температурой  $T^*$ , определяющей не совсем четко определенные границы „псевдощелевой“ фазы [12], однако на наш взгляд существует, как минимум два „кандидата“ на характерную энергию псевдощели —  $E_{\text{gap}}^{\text{th}}$  и  $V_{\text{EH}}$ , что вполне согласуется с экспериментально наблюдаемым „дублетом“ температур псевдощели  $T^*$  [12]. Очевидно, что эффект экранировки локальных и нелокальных корреляций — потенциальных электростатических энергий  $U_{\text{th}}$  и  $V_{\text{EH}}$ , не должен приводить к существенному влиянию на параметры кинетической энергии типа интегралов двухчастичного переноса  $t_{\text{B}}$ . Рост концентрации ЕН-димеров, сопровождаемый резким снижением энергии связи электронных и дырочных центров, приводит к их разрушению с образованием своеобразной сильнокоррелированной электронно-дырочной ЕН-жидкости. ЕН-жидкость в традиционных полупроводниках типа Ge, представляет собой двухкомпонентную ферми-жидкость, тогда как ЕН-жидкость в купратах представляет собой систему сильнокоррелированных электронных и дырочных центров, в простейшей модели эквивалентную бозе-жидкости [3] с возможностью формирова-

ния сверхпроводящего бозе-эйнштейновского конденсата при некоторой критической величине допирования. Реальная ситуация в допированных купратах с экранированными параметрами  $U_{th}$  и  $V_{EH}$  предполагает рассмотрение „бозон-фермионной“ системы  $CuO_4$ -центров в  $CuO_2$ -плоскостях, которые могут находиться в трех близких по энергии различных валентных зарядовых состояниях:  $[CuO_4]^{7-,6-,5-}$  (номинально  $Cu^{1+,2+,3+}$ ). Этот зарядовый триплет можно формально связать с тремя состояниями псевдоспина  $S = 1$  ( $M = -1, 0, +1$  соответственно) и использовать известные методы описания спиновых систем [3,13].

#### 4. Эффективный $S = 1$ псевдоспиновый гамильтониан купрата

Псевдоспиновый формализм для системы многоэлектронных центров со смешанной валентностью представляет собой пример „нечастичного“ (unparticle) описания, наиболее эффективного в случае сильнокоррелированных систем. Спиновая алгебра  $S = 1$  ( $M_S = 0, \pm 1$ ) включает восемь независимых операторов (три дипольных и пять квадрупольных)

$$S_z, S_{\pm} = \mp \frac{1}{\sqrt{2}} (S_x \pm iS_y); S_z^2; T_{\pm} = \{S_z, S_{\pm}\}; S_{\pm}^2. \quad (1)$$

Операторы повышения/понижения  $S_{\pm}$  и  $T_{\pm}$  меняют проекцию псевдоспина на  $\pm 1$

$$\begin{aligned} \langle 0|S_{\pm}|\mp 1\rangle &= \langle \pm 1|S_{\pm}|0\rangle = \mp 1; \\ \langle 0|T_{\pm}|\mp 1\rangle &= -\langle \pm 1|T_{\pm}|0\rangle = +1, \end{aligned}$$

то есть фактически являются операторами рождения/уничтожения электрона/дырки в многочастичном атомном состоянии. Удобнее использовать комбинированные операторы

$$P_{\pm} = \frac{1}{2} (S_{\pm} + T_{\pm}); N_{\pm} = \frac{1}{2} (S_{\pm} - T_{\pm}),$$

которые описывают переходы  $Cu^{2+} \leftrightarrow Cu^{3+}$  и  $Cu^{2+} \leftrightarrow Cu^{1+}$  соответственно. Операторы повышения/понижения  $S_{\pm}^2$  меняют проекцию псевдоспина на  $\pm 2$  и описывают переходы  $Cu^{1+} \leftrightarrow Cu^{3+}$ . Узельный недиагональный параметр порядка  $\langle S_{\pm}^2 \rangle$  отличен от нуля только если на узле имеется квантовая суперпозиция  $Cu^{1+} \leftrightarrow Cu^{3+}$ . Оператор  $S_{\pm}^2$  ( $S_{\pm}^2$ ) создает на узле дырочную (электронную) пару, или эффективный локальный композитный бозон, с кинематическим ограничением  $(S_{\pm}^2)^2 = 0$ , что подчеркивает его природу как „жесткого“ (hard-core) бозона. Среднее

$$\Psi = \langle S_{\pm}^2 \rangle = \frac{1}{2} \langle S_x^2 - S_y^2 \rangle \pm i \langle \{S_x, S_y\} \rangle$$

служит  $d$ -симметричным параметром локального сверхпроводящего порядка.

Эффективный  $S = 1$  псевдоспиновый гамильтониан системы зарядовых триплетов в купратах, который коммутирует с  $z$ -компонентой полного псевдоспина  $\sum_i S_{iz}$  и, таким образом, сохраняет полный заряд системы, представим как сумму потенциальной и кинетической энергий:

$$H = H_{pot} + H_{kin}^{(1)} + H_{kin}^{(2)},$$

$$H_{pot} = \sum_i (\Delta S_{iz}^2 - \mu S_{iz}) + \frac{1}{2} \sum_{ij} V_{ij} S_{iz} S_{jz}, \quad (3)$$

$$H_{kin}^{(1)} = \frac{1}{2} \sum_{ij} \left[ t^p P_{i+} P_{j-} + t^n N_{i+} N_{j-} + \frac{1}{2} t^m (P_{i+} N_{j-} + N_{i+} P_{j-}) + h.c. \right], \quad (4)$$

$$H_{kin}^{(2)} = -\frac{1}{2} \sum_{ij} t_{ij}^b (S_{i+}^2 S_{j-}^2 + S_{i-}^2 S_{j+}^2).$$

За исключением некоторых слагаемых, неинвариантных относительно обращения времени в (4), этот гамильтониан представляет один из наиболее общих анизотропных  $S = 1$  спин-гамильтонианов. Первое слагаемое в (3), или „одноионная анизотропия“, описывает корреляционные эффекты плотность–плотность на узлах ( $2\Delta = U$ ). Второе слагаемое может быть связано с псевдомагнитным полем вдоль оси  $O_z$ , или с химическим потенциалом относительно добавления новых частиц. Последний член в (3) описывает межузельные взаимодействия (корреляции) типа плотность–плотность. Гамильтониан (4) ( $XY$ -анизотропия) описывает три типа „одночастичного“ коррелированного переноса, а гамильтониан (5) (биквадратичная двухцентровая анизотропия) — „двухчастичный“ транспорт, или перенос композитных бозонов. Эффективный гамильтониан  $\hat{H}$  описывает многообразие типов „диагонального“ и „недиагонального“ зарядового порядка от диэлектрической фазы родительского купрата (аналог квантового парамагнетика), волн зарядовой (псевдоспиновой) плотности, сверхпроводимости. Отметим, что псевдоспиновый формализм позволяет естественным образом обобщить метод RVB (resonating valence bonds) Андерсона [14] на описание специфического квантового зарядового упорядочения в купратах типа псевдоспиновой жидкости.

На рис. 3 представлена модельная „фазовая диаграмма“ купрата  $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ . Зависимость энергии ЕН-связи в димере  $V_{EH}$  от уровня допирования приведена согласно работ данным [11] и [3] ( $V_{EH}$  при  $x = 0$ ). Рекомбинация ЕН-димеров при критически малом значении энергии локальных и нелокальных корреляций приводит к переходу системы в ферми-жидкостное состояние при  $x = x_c \approx 0.25$  с резким ростом концентрации дырочных носителей от  $n_h = x_c$  до  $n_h = 1 + x_c$ . Зависимость  $n_h(x)$  показана пунктирной линией. Для сравнения на рисунке приведены соответствующие зависимости температуры Нееля и температуры сверхпроводящего перехода.

## 5. Конкуренция зарядовой и спиновой степеней свободы в купратах

Псевдоспиновое описание зарядовой степени свободы соответствует „диэлектрическому“ сценарию физики купратов (см., например, [2]), в рамках которого мы пренебрегаем спиновой степенью свободы подобно приближению Хартри в отличие от приближения Хартри–Фока. Сверхобменное взаимодействие  $\text{Cu}^{2+}-\text{Cu}^{2+}$  мы можем учесть, включив в  $\hat{H}$  спин-гамильтониан Гейзенберга в виде

$$H_{ex} = \sum_{\langle ij \rangle} \hat{J}_{ij}(s_i s_j), \quad (6)$$

где  $\hat{J}_{ij}$  фактически является псевдоспиновым оператором

$$\hat{J}_{ij} = \hat{P}_i J_{ij} \hat{P}_j, \quad (7)$$

где  $J_{ij}$  — обычный сверхобменный интеграл,  $\hat{P}_i = (1 - S_{iz}^2)$  — оператор проектирования на псевдоспиновое состояние  $M = 0$ , то есть  $\text{Cu}^{2+}$ .

Наряду с „диэлектрическим“ остается популярным и „магнитный“ сценарий ВТСП купратов, предполагающий ведущую роль спиновой степени свободы (см., например, [15]). Так, в ряде купратов, например, в системе  $(\text{Ca}_x \text{La}_{1-x})(\text{Ba}_{1.75-x} \text{La}_{0.25+x})\text{Cu}_3\text{O}_y$  установлена корреляция между величиной обменных интегралов и максимальной  $T_c$  [16], что рассматривается важным аргументом в пользу „магнитного“ сценария. Абсолютно иная ситуация наблюдается для ряда изоструктурных купратов  $\text{RBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_y$  ( $R = \text{La}, \text{Nd}, \text{Sm}, \text{Gd}, \text{Dy}, \text{Yb}$ ), где обнаружена антикорреляция  $T_{c \max}$  с величинами обменных интегралов [2], но корреляция между  $T_{c \max}$  и величиной поляризационного фактора  $S = \frac{4\pi}{3} \sum_i n_i \alpha_i$ , что прямо указывает на диэлектрический сценарий ВТСП. Однако, наличие корреляции между максимальным значением  $T_c$  и величиной обменного интеграла, а тем более, величиной  $T_N$ , не является аргументом в пользу „магнитного“ сценария ВТСП. Дело в том, что в простейшей модели „замороженной“ решетки обменный интеграл  $J$  фактически совпадает с интегралом переноса композитного бозона  $t_B$ , так что в модели ЕН-жидкости с ростом  $J$  естественно ожидать и роста  $T_c$ . Однако реальная ситуация выглядит сложнее. Температура сверхпроводящего перехода в модельной ЕН-жидкости определяется конкуренцией кинетической и потенциальной энергий, в простейшем приближении определяемых интегралом переноса композитного бозона  $t_B$  и параметрами  $U_{th}$  и  $V_{EH}$  соответственно. Таким образом, в купратах типа  $(\text{Ca}_x \text{La}_{1-x})(\text{Ba}_{1.75-x} \text{La}_{0.25+x})\text{Cu}_3\text{O}_y$  корреляция  $T_{c \max}$  с  $J$  [16] просто отражает естественную корреляцию  $T_{c \max}$  с  $t_B$  тогда как в купратах  $\text{RBa}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_3\text{O}_y$  преобладание кинетического вклада в формирование сверхпроводимости с ростом  $T_{c \max}$  достигается за счет эффективного подавления потенциального вклада. Действительно, рост диэлектрической постоянной приводит

к большей экранировке электростатики, понижению  $U_{th}$  и  $V_{EH}$  с соответствующим ростом  $T_{c \max}$ . Таким образом, обе группы результатов могут быть объяснены в рамках „диэлектрического“ сценария. Фактически, спиновая степень свободы в модели ЕН-жидкости играет, скорее всего, „паразитную“ роль, приводя к редукции кинетической энергии композитных бозонов, а значит и  $T_{c \max}$ .

## 6. Заключение

Кроме высокой ионной поляризуемости и аномально больших значений диэлектрических констант, родительские купраты типа  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  характеризуются неустойчивостью относительно переноса заряда с формированием системы метастабильных дипольно-активных „мотт-хатбардовских“ экситонов — электронно-дырочных (ЕН) димеров. Неизовалентное замещение в таких купратах смещает фазовое равновесие в сторону конденсации ЕН-димеров и формирования неоднородной ЕН-жидкости, в простейшей модели эквивалентной системе композитных бозонов — пар электронов/дырок, различающих бесспиновые электронный  $[\text{CuO}_4]^{7-}$  и дырочный  $[\text{CuO}_4]^{5-}$  центры. Для эффективного описания системы трех многоэлектронных зарядовых центров  $[\text{CuO}_4]^{7-,6-,5-}$  в допированных купратах предлагается использовать „нечастичный“  $S = 1$  псевдоспиновый формализм, который позволяет с единых позиций рассмотреть большое многообразие фазовых состояний, включая принципиально новые зарядовые состояния типа  $RVB$ -фазы Андерсона — квантовую псевдоспиновую ЕН-жидкость. Рекомбинация ЕН-димеров при критически малом значении энергии локальных и нелокальных корреляций приводит к переходу системы в фермижидкостное состояние. В  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  такой переход реализуется при  $x \approx 0.25$  и характеризуется резким увеличением концентрации дырочных носителей.

В рамках модели зарядовых триплетов купраты попадают в универсальный класс (псевдо)спиновых 2D-систем, для которых необходимым элементом термодинамического описания являются различные неоднородные структуры, домены и доменные стенки, топологические дефекты типа вихрей, скирмионов, характеризующие пространственно-неоднородным распределением псевдоспиновой плотности [17]. В частности, они включают области филаментарной и локальной сверхпроводимости, существующие и при температурах, существенно превышающих  $T_c$ .

## Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Программы 211 Правительства Российской Федерации, соглашение № 02.А03.21.0006, и проектов № 2277 и № 5719 Министерства Образования и Науки Российской Федерации.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] D. Reagor, E. Ahrens, S.W. Cheong, A. Migliori, Z. Fisk. Phys. Rev. Lett. **62**, 2048 (1989).
- [2] B.P.P. Mallett, T. Wolf, E. Gilioli, F. Licci, G.V.M. Williams, A.B. Kaiser, N.W. Ashcroft, N. Suresh, J.L. Tallon. Phys. Rev. Lett. **111**, 237001 (2013).
- [3] A.S. Moskvin. Phys. Rev. B **84**, 075116 (2011).
- [4] А.С. Москвин. ФТТ **61**, 809 (2019).
- [5] S. Ono, S. Komiya, Y. Ando. Phys. Rev. B **75**, 024515 (2007).
- [6] M. Ikeda, M. Takizawa, T. Yoshida, A. Fujimori, K. Segawa, Y. Ando. Phys. Rev. B **82**, 020503(R) (2010).
- [7] M.A. Kastner, R.J. Birgeneau, G. Shirane, Y. Endoh. Rev. Mod. Phys. **70**, 897 (1998); M. Grüninger, J. Münzel, A. Gaymann, A. Zibold, H.P. Geserich, T. Kopp. Europhys. Lett. **35**, 55 (1996).
- [8] J.M. Ginder, M.G. Roe, Y. Song, R.P. McCall, J.R. Gaines, E. Ehrenfreund, A.J. Epstein. Phys. Rev. B **37**, 7506 (1988).
- [9] Y.H. Kim, S.-W. Cheong, Z. Fisk. Phys. Rev. Lett. **67**, 2227 (1991).
- [10] Y. Ando, Y. Kurita, S. Komiya, S. Ono, K. Segawa. Phys. Rev. Lett. **92**, 197001 (2004).
- [11] L.P. Gorkov, G.B. Teitelbaum. Phys. Rev. Lett. **97**, 247003 (2006); J. Phys.: Conf. Ser. **108**, 12009 (2008).
- [12] T. Honma, P.H. Hor. Phys. Rev. B **77**, 184520 (2008).
- [13] A.S. Moskvin. J. Phys.: Conf. Ser. **592**, 012076 (2015); ЖЭТФ, **121**, 549 (2015).
- [14] P.W. Anderson. Science. **235**, 1196 (1987).
- [15] D.J. Scalapino. Rev. Mod. Phys. **84**, 1383 (2012).
- [16] D. Wulferding, M. Shay, G. Drachuck, R. Ofer, G. Bazalitsky, Z. Salman, P. Lemmens, A. Keren. Phys. Rev. B **90**, 104511 (2014).
- [17] A.S. Moskvin, Yu.D. Panov. J. Supercond. Nov. Magn. **32**, 61 (2019).

Редактор Ю.Э. Кутаев