

Неоднородность псевдощелевого состояния допированного слоистого купратного антиферромагнетика

Г.Г. Сергеева

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»
ул. Академическая, 1, г. Харьков, 61108, Украина
E-mail: gsergeeva@kipt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 18 апреля 2003 г.

Исследованы особенности псевдощелевого состояния в допированных слоистых купратных антиферромагнетиках (АФ) и недостаточно допированных ВТСП. Показано, что переход в псевдощелевое состояние является размерным кроссовером от трехмерного к двумерному движению зарядов в медь-кислородных плоскостях, который приводит к сосуществованию легких носителей заряда и ян-теллеровских поляронов, а также к развитию сильных локальных корреляций, характерных для двумерного допированного диэлектрика Мотта — Хаббарда. В допированном АФ в результате d -волнового спаривания легких носителей заряда и ян-теллеровских поляронов происходит образование магнитных и бозонных кластеров, т.е. появляется существенная неоднородность медь-кислородных плоскостей. Установлено, что при понижении температуры изменение свойств допированного слоистого купратного антиферромагнитного диэлектрика, а также металлического и сверхпроводящего состояний недостаточно допированных ВТСП связано с неоднократной динамической редукцией их размерности. Предложена модель фазовой диаграммы в зависимости от температуры и концентрации допирования.

Досліджено особливості псевдощеливного стану у допованих шаруватих купратних антиферромагнетиках (АФ) та недостатньо допованих ВТНП. Показано, що перехід до псевдощеливного стану є розмірним кросовером від тривимірного до двовимірного руху зарядів у мідь-кисневих площинах, який призводить до співіснування легких носіїв заряду і ян-теллерівських поляронів, а також до розвитку сильних локальних кореляцій, характерних для двовимірного допованого діелектрика Мотта — Хаббарда. У допованому АФ внаслідок d -хвильового спарювання легких носіїв заряду і ян-теллерівських поляронів відбувається утворення магнітних і бозонних кластерів, тобто виникає суттєва неоднорідність мідь-кисневих площин. Установлено, що при зниженні температури зміна властивостей допованого шаруватого купратного антиферромагнітного діелектрика, а також металевого та надпровідного станів недостатньо допованих ВТНП пов'язано із неодноразовою динамічною редукцією їх розмірності. Запропоновано модель фазової діаграми в залежності від температури та концентрації допування.

PACS: 74.40.+k, 74.72.-h

1. Введение

В настоящее время стало очевидным, что понимание природы псевдощелевого состояния недостаточно допированных купратных ВТСП будет ключом к проблеме высокотемпературной сверхпроводимости. Основанием для этого служит наблюдение изменений плотности состояний при $T \leq T^*$ и формирования при T_c когерентного сверхпроводящего

состояния практически при постоянной плотности, а также свидетельства развития сверхпроводящих флуктуаций при $T^* > T > T_c$ (здесь $T^*(\delta)$ — температура перехода в псевдощелевое состояние, зависящая от концентрации допирования δ). Измерения оптической проводимости [1–3] и спиновой восприимчивости при $T^* > T > T_c$ [4] позволили сделать вывод о сосуществовании тяжелых (малых поляро-

нов) и легких носителей заряда (дырок и электронов, с учетом характерного для допированных антиферромагнетиков нестинга дырочных и электронных участков поверхности Ферми).

При допировании купратного антиферромагнетика эффект Яна—Теллера приводит к замене чисто электронного вырождения более сложным колебательным вырождением всего комплекса вокруг иона Cu^{2+} , т.е. к сильным ян-теллеровским искажениям. В настоящей работе показано, что переход допированного слоистого купратного антиферромагнетика в псевдощелевое состояние является размерным кроссовером от трехмерного к двумерному движению зарядов в медь-кислородных (CuO_2) плоскостях. При $T \leq T^*$ для такого антиферромагнетика именно двумерность ответственна за важную роль ян-теллеровских (ЯТ) искажений, которые приводят к образованию ЯТ поляронов, являющихся одновременно и «тяжелыми» носителями заряда, и носителями антиферромагнитных свойств CuO_2 -плоскостей. При этом становится существенным учет сильных локальных корреляций, характерных для двумерного допированного диэлектрика [5]. Рассмотрена возможность образования при $T \leq T^*$ локальных пар ЯТ полярон — легкий носитель заряда как в допированном антиферромагнитном (АФМ) диэлектрике, так и в металлическом состоянии допированного антиферромагнетика (АФ). Это приводит к локальному упорядочению спинов дырок и спинов меди в CuO_2 -плоскостях и к образованию магнитных и бозонных кластеров. Магнитные кластеры, образованные парами ЯТ полярон — электрон в отсутствие магнитного поля, — это области с локальным АФМ упорядочением. Заряд такого кластера равен нулю, а суммарный спин равен единице или нулю. В металлическом состоянии допированного АФ при понижении температуры образуются пары ЯТ полярон — дырка с зарядом $2e$ и суммарным спином, равным нулю, которые приводят к бозонным кластерам и развитию сверхпроводящих флуктуаций.

2. Размерный кроссовер движения заряда

Для допированных АФМ диэлектриков и недостаточно допированных ВТСП при $k_B T > t_c^2(T)/t_{ab}$ некогерентный перенос заряда вдоль оси c происходит за счет тепловых флуктуаций (t_c и t_{ab} — вероятности туннелирования заряда вдоль оси c и в

CuO_2 -плоскости). При уменьшении температуры тепловые флуктуации ограничивают туннелирование заряда вдоль оси c , и плотность носителей заряда в плоскости увеличивается. Это приводит к неэкранированному кулоновскому дальнему действию, характерному для двумерного допированного диэлектрика Мотта, в результате которого движение заряда вдоль оси c контролируется кооперативным движением зарядов в плоскости [5,6]. При этом вероятность туннелирования t_c существенно зависит от температуры. При понижении температуры тепловых флуктуаций уже недостаточно для переноса заряда вдоль оси c , так что при

$$k_B T^* = t_c^2(T^*)/t_{ab}$$

происходит размерный кроссовер от трехмерного движения заряда к двумерному, т.е. переход в псевдощелевое состояние является результатом динамической редукции размерности движения заряда [7]. Это позволяет предположить, что псевдощель является аналогом динамической кулоновской щели [5]*.

Двумерный характер движения заряда при $T \leq T^*$ приводит к существенному изменению состояний дырочных квазичастиц, взаимодействующих с ЯТ фоннными модами — к появлению квазилокальных и локальных состояний дырок

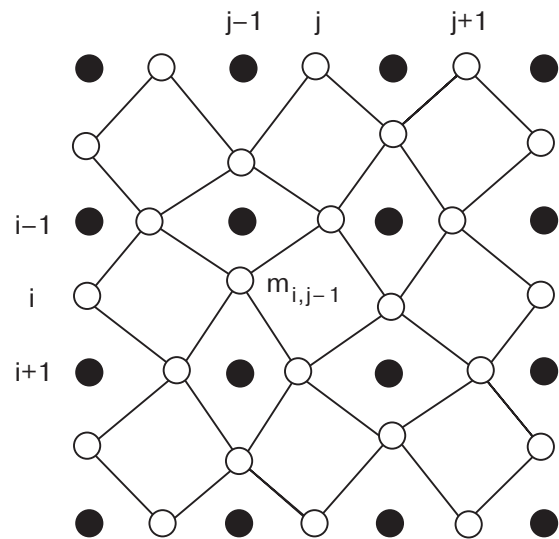


Рис. 1. ЯТ искажения позиций ионов кислорода (O) в медь-кислородной плоскости вокруг четырех ближайших ионов меди (●), создаваемые ЯТ фоннной модой Q_2 колебаний ионов O^{2-} кислородного комплекса двух соседних ионов меди с общим ионом кислорода в узле $m_{i,j-1}$ (i и j — номера рядов и столбцов с ионами O^{2-}).

* В работе [T.D. Stanesky and P. Phillips, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 017002/1–4 (2003)] показано, что псевдощелевое состояние является проявлением конечности фазового пространства, в котором важен учет сильных корреляций на соседних узлах.

независимо от потенциала взаимодействия. При взаимодействиях дырочных возбуждений с ЯТ модами Q_4 и Q_5 образуются локальные состояния — трехспиновые поляроны со спином $1/2$ и параллельными спинами Cu^{2+} , цепочки которых образуют узкие страйпы в CuO_2 -плоскостях [7,8]. Взаимодействие дырки с ЯТ модой Q_2 колебаний семи ионов кислорода, окружающих два соседних иона меди с общим ионом кислорода в узле $m_{i,j-1}$ (i и j — номера рядов и столбцов с ионами O^{2-} , рис.1), приводит к квазилокальному состоянию дырки, т.е. к ЯТ полярону с суммарным спином $1/2$ ([7] и ссылки там). ЯТ полярон является одновременно и носителем заряда, и носителем АФМ свойств плоскости, т.е. тяжелым носителем заряда с АФМ кором. Это дырка, которая с малым затуханием перемещается в CuO_2 -плоскости по ближайшим к узлу $m_{i,j-1}$ кислородным комплексам двух ионов меди с ян-теллеровским искажением Q_2 модой позиций ионов O^{2-} , что соответствует, например, перемещениям ЯТ полярона по узлам $m_{i,j-1} \rightarrow m_{i-1,j} \rightarrow m_{i,j+1} \rightarrow m_{i+1,j}$ (рис. 1). Как видно на рис. 1, только для 12 ионов кислорода на границах области вокруг четырех ионов меди, из которых один двухвалентный, позиции почти не искажены Q_2 модой. При малых $\delta < \delta_{cr}$ (δ_{cr} — максимальное допирование, не разрушающее АФМ состояние, рис. 2) и $T_{2DXY} < T < T^*$, где T_{2DXY} — температура двумерного XY упорядочения, число носителей заряда мало, и подвижность ЯТ поляронов невелика.

В допированных АФ для законов дисперсии дырок и электронов характерен нестинг, при котором поверхность Ферми состоит из электронных и дырочных участков, почти совпадающих при трансляции в некоторых направлениях на волновой вектор АФМ ячейки \mathbf{Q} ($\mathbf{Q} = \mathbf{K}/2$, где \mathbf{K} — вектор обратной решетки кристалла). Учет существования электронов (легких носителей заряда из области нестинга шириной \mathbf{Q}) особенно важен для псевдощелевого состояния допированного АФМ диэлектрика, когда почти все дырки становятся поляронами, т.е. тяжелыми носителями заряда. При увеличении концентрации допирования, когда на один и тот же ион переходного металла приходится больше одного носителя заряда, допированный АФМ диэлектрик (например, WO_{3-x} [9]) переходит в металлическое состояние с тяжелыми носителями заряда (ЯТ поляронами) и легкими носителями заряда (дырками и электронами из области нестинга). Убедительным свидетельством того, что тяжелые носители заряда при $T \leq T^*$ имеют магнитную природу как в АФМ диэлектрике, так и в металлическом состоянии, явилось наблюдение дублетной структуры двухмагнойной полосы поглощения в металлических пленках

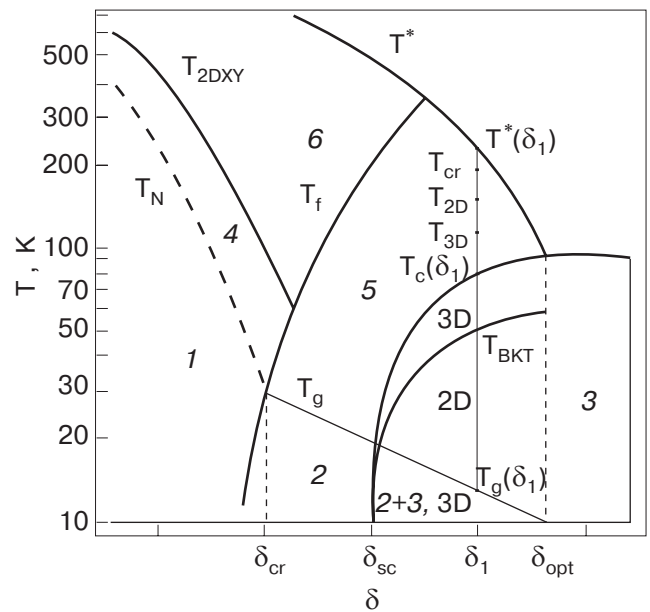


Рис. 2. Модель фазовой диаграммы допированных слоистых АФ и ВТСП в зависимости от концентрации δ . Максимальное допирование, не разрушающее АФМ состояние, δ_{cr} ; минимальная концентрация, при которой наблюдается переход в сверхпроводящее состояние, δ_{sc} ; концентрация оптимального допирования ВТСП — δ_{opt} . T_N — температура Нееля для АФМ состояния (область 1); T_{2DXY} — температура перехода из магнито-неупорядоченной области 6 к двумерному магнитному XY упорядочению спинов меди (область 4); T_f — температура локального упорядочения спинов дырок и спинов меди в CuO_2 -плоскости (области 2, 5); T_g — температура перехода в трехмерное состояние кластерного спинового стекла (область 2 — в допированном АФМ диэлектрике, и область 2 + 3 — в трехмерном сверхпроводящем состоянии); T^* — температура перехода в псевдощелевое состояние (область 5); T_c — температура перехода в трехмерное сверхпроводящее состояние (области 3D и 2 + 3); T_{BKT} — температура перехода в двумерное сверхпроводящее состояние Березинского—Костерлица—Таулесса (область 2D). Для ВТСП с концентрацией допирования $\delta_{sc} < \delta < \delta_{opt}$ при температуре T_{cr} происходит образование локальных пар ЯТ полярон—дырка, T_{2D} и T_{3D} — температуры перехода к 2D и 3D сверхпроводящим флуктуациям.

YBCO, где первая компонента дублета идентична полосе поглощения в АФМ диэлектрике [10]. При этом возникает принципиальная возможность образования пар ЯТ полярон—легкий носитель заряда как в допированном АФМ диэлектрике при $\delta_{cr} < \delta < \delta_{sc}$, так и в металлическом состоянии при $\delta_{sc} < \delta < \delta_{opt}$. Здесь δ_{sc} — минимальная концентрация допирования, при которой наблюдается переход в сверхпроводящее состояние, δ_{opt} — концентрация оптимального допирования ВТСП (рис. 2).

3. Образование пар тяжелых—легкий носитель заряда в CuO_2 -плоскостях

Для недостаточно допированных ВТСП сосуществование при $T^* > T > T_c$ тяжелых и легких носителей заряда стимулировало интерес к изучению возможности их спаривания, но механизм подавления одноузельного кулоновского отталкивания был неясен [11]. Впервые Кудинов [12] показал принципиальную возможность подавления одноузельного кулоновского отталкивания поляронным сдвигом энергии при спаривании полярона Жанга—Райса с дыркой. Модель Кудинова легко обобщается для ЯТ поляронов, взаимодействующих с легкими носителями заряда, если после канонического преобразования в гамильтониане сохранить все перенормированные взаимодействия между носителями заряда. В допированных АФ число ЯТ поляронов $n_p > n_h$ (n_h — число дырок), поэтому, интересуясь взаимодействиями ЯТ поляронов с легкими носителями заряда, нужно учитывать как вклад дырок, так и вклад электронов из области нестинга. Кулоновское взаимодействие между носителями заряда

$$H_c = \sum_{m, \sigma, \sigma'} A(m_1, m_2, m_3, m_4) a_{m_1 \sigma}^+ a_{m_2 \sigma}^+ a_{m_3 \sigma'} a_{m_4 \sigma'} \quad (1)$$

с $m_1 = m_4$, $m_2 = m_3$, не связанное с реальным переносом заряда со спином σ с узла m_i на узел m_j , не меняется после канонического преобразования

$$U = \prod_m \exp \left| i \frac{x_0}{\hbar} \sum_{\sigma} n_{m\sigma} p_m \right|,$$

где x_0 — координата иона кислорода, относительно которой он колеблется, и p_m — его импульс [12]. Здесь $n_{m\sigma} = a_{m\sigma}^+ a_{m\sigma} = b_{m\sigma}^+ b_{m\sigma}$, $\tilde{n}_{m\sigma} = d_{m\sigma}^+ d_{m\sigma}$ с операторами рождения легких и тяжелых носителей заряда на узле m со спином σ : $a_{m\sigma}^+$ — дырки, $b_{m\sigma}^+ = \exp(ix_0 p_m) a_{m\sigma}^+$ — ЯТ полярона и $d_{m\sigma}^+$ — электрона из области нестинга. Предполагая отсутствие магнитного и зарядового упорядочения, в (1) можно сохранить одноузельные слагаемые с хаббардовским отталкиванием $A_{ph} > 0$ между ЯТ поляронами и дырками, и с притяжением $A_{pe} < 0$ между ЯТ поляронами и электронами из области нестинга

$$H_c = 2A_{ph} \sum_m n_{m\uparrow} n_{m\downarrow} + 2A_{pe} \sum_m n_{m\uparrow} (\tilde{n}_{m\uparrow} + \tilde{n}_{m\downarrow}). \quad (2)$$

Обобщение модели Кудинова [12] для ЯТ поляронов со спином равным $1/2$ в низшем приближении по взаимодействиям J между дырками и $J_1 < J$ — между дырками и электронами из области нестинга приводит к гамильтониану

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_H + V + V_1, \\ \mathcal{H}_H = \sum_{m, g, \sigma} [2(-E_p + A_{ph}) n_{m\uparrow} n_{m\downarrow} + 2A_{pe} n_{m\uparrow} (\tilde{n}_{m\uparrow} + \tilde{n}_{m\downarrow})], \quad (3)$$

$$V = J \sum_{m, g, \sigma} (\Lambda a_{m\sigma}^+ a_{m+g, \sigma} + \Lambda^{1/2} a_{m\sigma}^+ b_{m+g, \sigma}), \\ V_1 = J_1 \sum_{m, g, \sigma} \Lambda^{1/2} b_{m\sigma}^+ d_{m+g, \sigma}. \quad (4)$$

Здесь \mathcal{H}_H — гамильтониан с притяжением хаббардовского типа, E_p — поляронный сдвиг энергии, пропорциональный энергии ЯТ стабилизации. В (4) учтена перенормировка $\Lambda = \exp(-E_p/\hbar\omega)$ каноническим преобразованием взаимодействия J между дырками и перенормировка $\Lambda^{1/2}$ взаимодействий J_1 между легкими и тяжелыми носителями заряда (ω — частота ЯТ колебаний ионов кислорода). В (3) видна принципиальная возможность образования пары ЯТ полярон — легкий носитель заряда, которая занимает комплекс ЯТ полярона. То обстоятельство, что ЯТ полярон является одновременно и тяжелым носителем заряда, и носителем АФМ свойств CuO_2 -плоскости, требует от симметрии параметра порядка спаривания совместимости с магнетизмом, т.е. d -волновой симметрии. Образование локальных пар ЯТ полярон — дырка происходит только в случае компенсации кулоновского отталкивания поляронным сдвигом $|E_p| > A_{ph}$ при температурах $T_{cr}(\delta) \sim |-E_p + A_{ph}|$. При $A_{pe} < 0$ температура $T_f(\delta)$ образования пар ЯТ полярон — электрон зависит только от концентрации допирования δ . $T_f(\delta)$ можно назвать температурой локального упорядочения спинов носителей заряда и спинов меди в CuO_2 -плоскости допированного АФ. В АФМ состоянии при малых концентрациях $\delta < \delta_{cr}$ процессы упорядочения спинов дырок и меди происходят независимо — спины дырок упорядочиваются при температуре $T_f(\delta)$, спины меди — при $T_N(\delta)$ (см. рис. 2). С ростом концентрации при $\delta > \delta_{cr}$ локальное упорядочение спинов приводит при $T \leq T_g(\delta)$ к переходу в состояние трехмерного кластерного спинового стекла [13]. При $\delta_{cr} < \delta < \delta_{sc}$ в псевдощелевом состоянии допированного АФМ диэлектрика локальное упорядочение спинов носителей заряда и меди происходит при $T \leq T_f(\delta) \leq T^*(\delta)$ в результате образования пар ЯТ полярон — электрон, что вызывает уменьшение числа носителей заряда. Заряд такой пары равен нулю, а суммарный спин равен единице, если спины полярона и электрона параллельны, или нулю для антипараллельных спинов. В металлическом состоянии допированного АФ при $\delta_{sc} < \delta < \delta_{opt}$, помимо пар ЯТ поля-

рон–электрон при $T \leq T_{cr}(\delta)$ образуются также пары ЯТ полярон–дырка (бозоны с зарядом $2e$).

4. Волновые функции основного состояния

Волновые функции основного состояния рассматриваемой системы носителей в CuO_2 плоскости при $|-E_p + A_{ph}| \gg J\Lambda^{1/2}$ и $A_{pe} \gg J_1\Lambda^{1/2}$ можно искать в БКШ модели, разбив гамильтониан (3) на две части

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_1 + \mathcal{H}_2,$$

$$\mathcal{H}_1 = \sum_{m,g,\sigma} 2(-E_p + A_{ph})n_{m\uparrow}n_{m\downarrow} + V, \quad (5)$$

$$\mathcal{H}_2 = \sum_{m,g,\sigma} 2A_{pe}n_{m\uparrow}(\tilde{n}_{m\uparrow} + \tilde{n}_{m\downarrow}) + V_1, \quad (6)$$

где в \mathcal{H}_1 учтены взаимодействия только между ЯТ поляронами и дырками, а в \mathcal{H}_2 — между ЯТ поляронами и электронами из области нестинга.

В плоскости нет дальнего порядка и в k -пространстве отсутствует фазовая когерентность, поэтому волновые функции основных состояний $\Psi_{ph}(\chi)$ пар ЯТ полярон–дырка (с равным нулю волновым вектором) и $\Psi_{pe}(\chi, Q)$ локальных пар ЯТ полярон–электрон из области нестинга (с волновым вектором пары равным Q) зависят от вещественной функции $\chi(k) \neq \text{const}$

$$\Psi_{ph}(\chi) = \prod_k (u_k + e^{i\chi(k)} v_k a_{k\uparrow}^+ b_{-k\downarrow}^+) |0\rangle, \quad (7)$$

$$\Psi_{pe}(\chi, Q) = \prod_k (u'_k + e^{i\chi(k)} v'_k d_{k+Q/2,\uparrow}^+ (b_{-k+Q/2,\downarrow}^+ + b_{-k+Q/2,\uparrow}^+)) |0\rangle, \quad (8)$$

где вариационные параметры v_k, u_k и v'_k, u'_k являются периодическими и аналитическими функциями волнового вектора \mathbf{k} . После перехода в (7), (8) к произведению по узлам решетки

$$\Psi_{ph}(\chi) = c_1 \prod_m \exp \hat{R}_1(m) |0\rangle, \quad (9)$$

$$\hat{R}_1(m) = \frac{1}{2} \sum_G S_1(G) (a_{m\uparrow}^+ b_{m-G,\downarrow}^+ + a_{m-G,\uparrow}^+ b_{m\downarrow}^+),$$

$$\Psi_{pe}(\chi, Q) = c_2 \prod_m \exp \hat{R}_2(m) |0\rangle, \quad (10)$$

$$\hat{R}_2(m) = \frac{1}{2} \sum_G S_2(G) [(d_{m\uparrow}^+ b_{m-G,\uparrow}^+ + d_{m-G,\uparrow}^+ b_{m\uparrow}^+) + (d_{m\uparrow}^+ b_{m-G,\downarrow}^+ + d_{m-G,\uparrow}^+ b_{m\downarrow}^+)].$$

Здесь \mathbf{G} — произвольный вектор решетки в медь-кислородной плоскости, c_1, c_2 — произвольные постоянные, а функции

$$S_1(G) = \sum_k \frac{v_k}{u_k} \exp i(\mathbf{kG} + \chi(k)), \quad (11)$$

$$S_2(G) = \sum_k \frac{v'_k}{u'_k} \exp i[(\mathbf{k} + \mathbf{Q}/2)\mathbf{G} + \chi(k)],$$

при $|G| \rightarrow \infty$ убывают быстрее любой степени $|G|^{-1}$. Вклад в волновые функции $\Psi_{ph}(\chi)$ и $\Psi_{pe}(\chi, Q)$ (9), (10) состояний с $|G| \rightarrow \infty$ экспоненциально убывает с характерной корреляционной длиной $L \sim \hbar v_F / k T_{cr} > 4R_{\text{Cu-O}}$ (v_F — скорость на поверхности Ферми). Фазовой некогерентностью в (11) можно пренебречь только при достаточно больших $G > \chi(k)/k$, при которых кластеры становятся трехмерными. Учет фазовой некогерентности в CuO_2 -плоскости приводит к флуктуациям фазы с энергией масштаба $\sim |-E_p + A_{ph}|$ для пар ЯТ полярон–дырка и $\sim A_{pe}$ для пар ЯТ полярон–электрон из области нестинга, а также к образованию бозонных и магнитных кластеров при температурах $T \leq T_{cr}(\delta) \sim |-E_p + A_{ph}|$ и $T \leq T_f(\delta) \sim A_{pe}$ соответственно.

Операторы $\exp \hat{R}_1(\mathbf{m})$ и $\exp \hat{R}_2(\mathbf{m})$, действуя на вакуум $|0\rangle$, порождают различные кластеры, бозонный и два магнитных, с центральным ионом кислорода в узле m и с характерной длиной L . С бозонными кластерами, к которым приводят пары ЯТ полярон–дырка, связано появление при $T \leq T_{cr}(\delta)$ нульмерных (0D) сверхпроводящих флуктуаций. С магнитными кластерами, к которым приводят пары ЯТ полярон–электрон, связано локальное упорядочение спинов носителей заряда и спинов меди в CuO_2 -плоскости. Минимальные размеры этих кластеров определяются размерами области ЯТ искажения, в пределах которой делокализована пара ЯТ полярон–легкий носитель заряда, т.е. примерно равны 3–4 периодам решетки CuO_2 -плоскости. Как видно на рис. 1, ЯТ фононная мода Q_2 вызывает существенные искажения всех 12 ионов O^{2-} вокруг четырех центральных ионов меди, один из которых двухвалентный. Это приводит, например, к перемещениям как ЯТ полярона, так и пары ЯТ полярон–легкий носитель заряда по узлам $m_{i,j-1} \rightarrow m_{i-1,j} \rightarrow m_{i,j+1} \rightarrow m_{i+1,j}$ (рис. 1).

Магнитные кластеры с суммарным спином $S = 0$ — это кластеры с локальным АФМ порядком. Магнитные кластеры с $S = 1$ можно рассматривать как вихреподобные (ВП) возбуждения с АФМ кором*. Существенно то, что в псевдощелевом состоянии и кластеры с локальным АФМ порядком, и ВП возбуждения с АФМ кором появляются в CuO_2 -плоскости при $\delta > \delta_{cr}$ как в допированном АФМ диэ-

лектрике, так и в металлическом состоянии допированного АФ. Магнитные кластеры сосуществуют с бозонными кластерами в областях с двумерным характером сверхпроводящих флуктуаций при $T_{3D} < T < T_{2D}$, где T_{3D} — температура перехода к трехмерным сверхпроводящим флуктуациям. В недостаточно допированных ВТСП, у которых число ЯТ поляронов n_p больше числа дырок n_h , ВП возбуждения с АФМ кором могут существовать также и при $T_g < T < T_{BKT}$, где сверхпроводящее состояние имеет двумерный характер [14,15]. Здесь T_{BKT} — температура Березинского — Костерлица — Таулесса сверхпроводящего перехода в изолированной CuO_2 -плоскости (рис. 2).

Структура волновых функций $\Psi_{ph}(\chi)$ и $\Psi_{pe}(\chi, Q)$ характерна для локализации Мотта и, как было показано Кудиновым, присуща не только диэлектрическому состоянию, но и сверхпроводящему состоянию в БКШ модели [16]. Это означает, что при $T \leq T^*$ двумерность движения заряда в CuO_2 -плоскостях приводит к отсутствию конкуренции между образованием локальных пар носителей заряда и их делокализацией на кластерах. Участие в образовании локальных пар ЯТ поляронов, которые являются одновременно и тяжелыми носителями заряда, и носителями АФМ свойств CuO_2 -плоскости, требует от симметрии параметра порядка спаривания совместимости с магнетизмом, т.е. d -волновой симметрии как в АФМ диэлектрике, так и в металлическом состоянии допированного АФ.

Таким образом, в псевдощелевом состоянии допированного слоистого купратного АФ парные корреляции с d -волновой симметрией параметра порядка «встроены» в CuO_2 -плоскость и являются следствием сильных локальных корреляций, характерных для двумерного допированного диэлектрика Мотта — Хаббарда [5,16]. Первые свидетельства сильных локальных корреляций и существования для АФМ щели дисперсии, подобной d -волновой модуляции, были получены в фотоэмиссионных исследованиях (ARPES) диэлектрика $\text{Ca}_2\text{CuO}_2\text{Cl}_2$ [17]. В отсутствие магнитного поля суммарные спины отдельных ВП возбуждений направлены хаотически. При воздействии поля спины упорядочиваются, и ВП возбуждения проявляются в эффекте Нернста [18,19], а после выключения магнитного поля они могут привести к слабой остаточной намагниченности образца в псевдощелевом состоянии [20,21]. При $\delta_{cr} < \delta < \delta_{opt}$ плоскости CuO_2 находятся в неоднородном состоянии с различной локаль-

ной плотностью состояний в бозонных и магнитных кластерах. Прямое свидетельство локального спаривания в ВТСП с размерами кластеров $\sim 14 \text{ \AA}$ было получено недавно при измерениях сканирующим туннельным микроскопом (STM) локальной плотности состояний и энергии сверхпроводящей щели в сверхпроводнике $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ [22].

5. Динамическая редукция размерности в псевдощелевом и сверхпроводящем состояниях

В разделах 3, 4 показано, что размерный кроссовер при $T \leq T^*$ приводит к устранению конкуренции между образованием локальных пар ЯТ полярон — легкий носитель заряда и их делокализацией на кластерах. Характерная корреляционная длина L бозонных кластеров (т.е. $0D$ сверхпроводящих флуктуаций) при понижении температуры увеличивается, так что при температуре $T_c < T < T_{2D} < T_{cr}$ они начинают перекрываться, и происходит размерный кроссовер от $0D$ сверхпроводящих флуктуаций к двумерным ($2D$). Как показано в [6] этот переход приводит к температурным зависимостям длины когерентности в CuO_2 -плоскости $\xi_{ab}(T) = \xi_{ab}(T_{BKT})(T/T_{BKT} - 1)^{-1/2}$ и вероятности туннелирования заряда вдоль оси c

$$t_c(T) = \frac{\xi_c^2(T_{BKT})}{\xi_{ab}^2(T_{BKT})} \left(\frac{T}{T_{BKT}} - 1 \right),$$

где ξ_c — длина когерентности вдоль оси c при $T = T_{BKT}$. При понижении температуры $t_c(T)$ уменьшается и при T_{3D} происходит переход к трехмерным ($3D$) флуктуациям. Сверхпроводящий переход происходит как двумерный с ограниченной областью $3D$ сверхпроводящих флуктуаций, а температура перехода определяется неравенством Каца $T_c/E_F \geq t_c(T_c)$ [6,23]:

$$T_c \geq T_{BKT} \frac{\xi_c^2 E_F}{\xi_{ab}^2 E_F - \xi_{ab}^2 T_{BKT}},$$

где E_F — энергия Ферми. Действительно, анализ результатов измерений сопротивления вдоль оси c [6] в монокристалле Bi-2212 с $T_c = 80 \text{ К}$ показал, что область $0D + 2D$ сверхпроводящих флуктуаций ($T_{cr} - T_{3D}$) $\approx 120 \text{ К}$, и область $3D$ флуктуаций ($T_{3D} - T_c$) $\approx 10 \text{ К}$. Проведенная в [6] оценка температуры $T_{BKT} \sim 56 \text{ К}$ согласуется с универсальной оценкой области трехмерности сверхпроводящего состояния при $T_c > T > T_{BKT} \sim 0,7T_c$, полученной

* Критерии возбуждения таких вихрей и возможность изучения их с помощью метода Жавера обсуждались автором ранее [*Czech. J. Phys.* **46**, Suppl. S3, 1667 (1996)].

из результатов измерения температурной зависимости глубины проникновения магнитного поля, имеющей для недостаточно допированных ВТСП с $T_c < T_{c,max}$ универсальный характер (см. соотношение (7) и рис. 1 в работе [15]). При этом переход к 2D сверхпроводящему состоянию при $T \leq T_{BKT}$ происходит при понижении температуры, когда $\xi_c(T)$ становится меньше расстояния между CuO_2 -плоскостями.

Таким образом, при понижении температур динамическая редукция размерности недостаточно допированных ВТСП с $\delta_{sc} < \delta < \delta_{opt}$ происходит в псевдощелевом состоянии при T^* , T_{cr} , T_{2D} и T_{3D} , а также наблюдается в сверхпроводящем состоянии при T_{BKT} и T_g . В допированных АФМ диэлектриках с $\delta_{cr} < \delta < \delta_{sc}$ редукция размерности происходит при температурах T^* и T_g . Редукция размерности проявляется в изменениях свойств недостаточно допированных ВТСП и допированных АФМ диэлектриках при этих температурах и приводит к сложной магнитной фазовой диаграмме как функции концентрации δ . На рис. 2 приведена модель такой диаграммы*. Как видно на рис. 2, в допированном АФ линия $T_f(\delta)$ при концентрациях допирования $\delta > \delta_{cr}$ разделяет область существования неупорядоченного состояния спинов меди и дырок и область с их локальным упорядочением. Это упорядочение при $T \leq T_f(\delta)$ приводит к уменьшению числа легких и тяжелых носителей заряда, к появлению кластеров с локальным АФМ порядком и вихреподобных возбуждений с АФМ кором. Область их существования ограничена зависимостями: $T_f(\delta)$, $T^*(\delta)$, $T_g(\delta)$ и $T_{3D}(\delta)$, а при $T_{cr}(\delta) > T \gg T_{3D}(\delta)$ эти возбуждения сосуществуют с «бозонными» кластерами.

Заключение

Показано, что для допированных купратных слоистых антиферромагнетиков переход в псевдощелевое состояние является результатом динамической редукции размерности движения заряда от трехмерного к двумерному. Именно двумерность приводит к сосуществованию легких носителей заряда и ЯТ поляронов, являющихся одновременно и тяжелыми носителями заряда, и носителями антиферромагнитных свойств медь-кислородных плоскостей. Для недостаточно допированных ВТСП сосуществование тяжелых и легких носителей заряда играет определяющую роль, так как поляронный

сдвиг энергии компенсирует одноузельное кулоновское отталкивание ЯТ поляронов и дырок и приводит к притяжению между ними при $T < T_{cr}(\delta) < T^*$. Для псевдощелевого состояния установлена принципиальная возможность образования локальных пар ЯТ полярон — легкий носитель заряда, симметрия параметра порядка которых должна быть совместима с антиферромагнитным кором ЯТ поляронов. При этом парные корреляции с d -волновой симметрией параметра порядка «встроены» в CuO_2 -плоскость и являются следствием сильных локальных корреляций, характерных для двумерного допированного диэлектрика Мотта — Хаббарда.

Показано, что в псевдощелевом состоянии d -волновое спаривание легких и тяжелых носителей заряда приводит к образованию кластеров с локальным АФМ упорядочением спинов меди в них, т.е. к неоднородному состоянию CuO_2 -плоскостей. В допированном АФМ диэлектрике пары ЯТ полярон — электрон являются причиной образования двух типов магнитных кластеров. В металлическом состоянии допированного АФ пары ЯТ полярон — дырка приводят к бозонным кластерам при $T < T_{cr}(\delta)$. При двумерном характере сверхпроводящих флуктуаций $T_{cr}(\delta) > T > T_{3D}(\delta)$ и сверхпроводящих состояний $T_g < T < T_{BKT}$ магнитные кластеры сосуществуют с бозонными, т.е. CuO_2 -плоскости находятся в существенно неоднородном состоянии.

Установлено, что при понижении температуры изменения свойств допированного АФМ диэлектрика, а также металлического и сверхпроводящего состояний допированного АФ связаны с неоднократной динамической редукцией размерности. Сверхпроводящий переход происходит в результате неоднократной динамической редукции размерности сверхпроводящих флуктуаций (от нульмерных к трехмерным), как двумерный переход с ограниченной областью трехмерных сверхпроводящих флуктуаций и трехмерного сверхпроводящего состояния. Предложена модель магнитной фазовой диаграммы в зависимости от температуры и концентрации допирования АФ.

1. J. Orenstein, G.A. Thomas, A.J. Millis, S.L. Cooper, D.H. Rapkine, T. Timusk, L.F. Schneemeyr, and J.V. Waszchzak, *Phys. Rev.* **B42**, 6342 (1990).
2. S. Uchida, T. Ido, A. Takagi, T. Arima, and Y. Takura, *Phys. Rev.* **B43**, 7942 (1991).

* При построении этой диаграммы использована универсальная для недостаточно допированных ВТСП с $T_c < T_{c,max}$ оценка температуры $T_{BKT} \sim 0,7T_c$ [15]. Поэтому диаграмма на рис. 2 имеет более общий характер по сравнению с приведенной в [6] диаграммой для монокристаллов Bi-2212 .

3. X.X. Bi and P.C. Eklund, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2625 (1993).
4. K.A. Muller, G.-M.K. Konder, and H. Keller, *J. Phys. Condens. Matter* **10**, L291 (1998).
5. F.G. Pikus and A.L. Efros, *Phys. Rev.* **B51**, 16871 (1995).
6. Г.Г. Сергеева, В.Ю. Гончар, А.В. Войценья, *ФНТ* **27**, 634 (2001).
7. Г.Г. Сергеева, В.Л. Вакула, *Тез. докл. Межд. конф. «Современные проблемы теоретической физики», Киев, 2002; cond-mat/0301037.*
8. B.I. Kochelaev, *J. Supercond.* **12**, 53 (1999).
9. E. Salje and B. Gutter, *Phil. Mag.* **B50**, 607 (1984).
10. В.В. Еременко, В.Н. Самоваров, В.Л. Вакула, М.Ю. Либин, С.А. Уютнов, В.М. Рашкован, *ФНТ* **27**, 1327 (2001).
11. А.Ф. Барабанов, Л.А. Максимов, А.В. Михеенков, *Письма ЖЭТФ* **74**, 362 (2001).
12. Е.К. Кудинов, *ФТТ* **44**, 667 (2002).
13. C.H. Niedermayer, C. Bernhard, T. Blasius, A. Golnik, A. Moodenbaugh, and J.I. Budnik, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 3843 (1998).
14. V.N. Krivoruchko, К.Ю. Medvedeva, and Yu.E. Kuzovlev, *J. Supercond.* **12**, 155 (1999).
15. Г.Г. Сергеева, *ФНТ* **27**, 845 (2001).
16. Е.К. Кудинов, *ФТТ* **41**, 1582 (1999).
17. F. Ronning, C. Kim, D.L. Feng, D.S. Marshall, A.G. Loeser, L.L. Miller, J.N. Eckstein, I. Bosovic, and Z.-X. Shen, *Science* **282**, 2067 (1998).
18. Y. Wang, Z.A. Xu, T. Kakeshita, S. Uchida, S. Ono, Y. Ando, and N.P. Ong, *Phys. Rev.* **B64**, 224519 (2001).
19. J.R. Kirtley, *Physica* **C368**, 55 (2002).
20. M.S.M. Minhaj, J. Obien, D.-C. Long, J.T. Chen, and L.E. Wenger, *J. Supercond.* **7**, 715 (1994).
21. B.G. Lazarev, Ya.D. Starodubov, M.B. Lazareva, L.A. Chirkina, G.G. Sergeeva, and V.S. Okovit, *Czech. J. Phys.* **46**, 1245 (1996).
22. Z. Wang, J.R. Engelbrecht, S. Wang, and H. Ding, S.H. Pan, *Phys. Rev.* **B65**, 064509 (2002).
23. Е.И. Кац, *ЖЭТФ* **56**, 1675 (1965).

Inhomogeneity of the pseudogap state of doped layered cuprate antiferromagnets

G.G. Sergeeva

The peculiarities of the pseudogap state of doped layered cuprate antiferromagnets and underdoped HTSs are studied. It is shown that the pseudogap transition is a dimensional cross-over from the three-dimensional charge motion to a two-dimensional one in the copper-oxygen planes. It brings into coexistence of light charge carriers and Jahn-Teller polarons and gives rise to strong local correlations typical of a two-dimension Mott–Hubbard insulator. The *d*-wave pairing of light charge carriers and Jahn-Teller polarons occurs in the doped antiferromagnetic insulator. This results in the formation of magnetic and bosonic clusters, i.e., a significant inhomogeneity of the copper-oxygen planes may occur. It is found that with decreased temperature the changes in the properties of the doped layered cuprate antiferromagnet and of underdoped HTSs in metallic and superconducting states are due to the repeated dynamical reduction of their dimension. A temperature-dope concentration phase diagram is proposed.