

# Топология поверхности Ферми и сосуществование орбитального антиферромагнетизма и сверхпроводимости в купратах

В. И. Белявский, В. В. Капаев, Ю. В. Капаев<sup>1)</sup>

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 28 апреля 2005 г.

Показано, что модель сильной связи с учетом спиновой антиферромагнитной диэлектризации объясняет топологию и форму контура Ферми сверхпроводящих купратов в зависимости от допирования. Дырочные карманы с теньевыми зонами во второй магнитной зоне Бриллюэна формируют контур Ферми с идеальным обычным и зеркальным нестингом, что обеспечивает при  $T < T_C$  сосуществование орбитального антиферромагнетизма и сверхпроводимости с большим импульсом пары. Области слабой псевдощели ( $T_* < T < T^*$ ) соответствует орбитальное антиферромагнитное упорядочение, которое в области сильной псевдощели ( $T_C < T < T_*$ ) сосуществует с некогерентным состоянием сверхпроводящих пар с большими импульсами.

PACS: 78.47.+p, 78.66.–w

1. Фотоэмиссионная спектроскопия с угловым разрешением (ARPES) указывает на то, что в купратах имеется единственная зона электронного спектра [1], которой принадлежит контур Ферми (FC). Форма FC существенно зависит от уровня допирования [2, 3]. При относительно малых концентрациях дырок наблюдается центрированный в точке  $(\pi, \pi)$  замкнутый FC в виде квадрата со скругленными углами, стороны которого параллельны границам двумерной (2D) кристаллографической зоны Бриллюэна. При увеличении допирования наблюдается поворот квадрата на угол  $\pi/4$  и смещение его центра в точку  $(0, 0)$ , что сопровождается переходом от дырочных одночастичных возбуждений к электронным.

Таким образом, в купратах проявляется большой FC, соответствующий теореме Латинджера и ограничивающий область импульсного пространства, содержащую  $(1+x)$  дырок [4]. Это противоречит тому, что можно было бы ожидать при допировании родительского антиферромагнитного (AF) диэлектрика, которое должно приводить к FC в виде дырочных карманов в нижней AF зоне, центрированных в точках на границе 2D магнитной зоны Бриллюэна.

Большому FC соответствует максимальная спектральная интенсивность сигнала ARPES. Более слабые максимумы интенсивности формируют тонкую структуру FC (*umklapp bands*), связанную с процессами переброса из-за наличия свехструктуры в купратной плоскости исследованного в [1] соединения Bi2212.

Еще более слабые максимумы формируют теньевые зоны (*shadow bands*), наблюдавшиеся в [5]. Возникновение теньевых зон благодаря AF корреляциям малого радиуса было предсказано в [6], и такие зоны в точности соответствуют тем, которые, после приведения к первой магнитной зоне Бриллюэна, остаются во второй магнитной зоне. Слабая спектральная интенсивность теньевых зон может быть связана [1] с малостью определяющих эту интенсивность матричных элементов во второй магнитной зоне. Теньевые зоны являются зеркальными отражениями участков основного FC (*main bands*) относительно границ магнитной зоны Бриллюэна и вместе с этими участками воспроизводят структуру дырочных карманов.

В недопированных купратах замкнутый FC наблюдается при  $T > T^*$ , где  $T^*$  определяет верхнюю границу псевдощелевого режима. С понижением температуры, при  $T \approx T^*$  возникает разрыв FC в окрестностях *антинодальных* точек, соответствующих направлениям  $[0, \pi]$ , так что FC имеет вид дуг [7], симметричных относительно *нодальных* направлений  $[\pi, \pi]$ . Вне этих дуг минимальная энергия одночастичных возбуждений конечна, что интерпретируется как возникновение псевдощели. По мере понижения температуры область псевдощели в импульсном пространстве расширяется, и при температуре сверхпроводящего (SC) перехода  $T_C$  геометрические места точек, соответствующие псевдощели и SC щели совпадают, то есть дуги FC стягиваются в *нодальные* точки SC щели.

В [8] высказано предположение о том, что псевдощелевому состоянию соответствует орбитальное антиферромагнитное (OAF) упорядочение в виде волны

<sup>1)</sup>e-mail: kopaev@sci.lebedev.ru

плотности тока заряда, имеющей  $d$ -волновую симметрию (DDW). Поскольку переход из псевдощелевого состояния в нормальное имеет, скорее, черты кроссовера, а не фазового перехода, ОАФ порядок, рассмотренный в [8], назван скрытым (hidden) в том смысле, что он трудно доступен для экспериментального обнаружения. Концепция DDW упорядочения допускает интерпретацию такого перехода как фазового перехода бесконечного рода [9], при котором не проявляются аномалии термодинамических величин, присущие фазовому переходу второго рода. Естественным следствием этой концепции является существенное различие спектральных интенсивностей участков FC, находящихся в первой и второй магнитных зонах Бриллюэна, соответственно [10].

Целью настоящего сообщения является объяснение поведения FC при дырочном допировании купратов, связанное с диэлектрической неустойчивостью системы, близкой к родительскому AF диэлектрику.

**2.** Модель сильной связи, учитывающая взаимодействие во второй координационной сфере ( $t - t'$ -модель), приводит к закону дисперсии

$$\varepsilon(k_x, k_y) = -2t(\cos k_x + \cos k_y) + 4t' \cos k_x \cos k_y, \quad (1)$$

который при  $x_{\text{opt}}$  хорошо описывает наблюдаемую форму FC [11] при соответствующем выборе параметра  $t'/t$ .

Эволюция FC при изменении дырочного допирования может быть качественно описана в рамках  $t - t'$ -модели жесткой зоны [12], минимум и максимум которой, при условии  $t > 2t'$ , располагаются в точках  $(0, 0)$  и  $(\pi, \pi)$ , соответственно. В верхней части рис.1 (схемы 1–5) показано положение FC, разделяющего области заполненных (выделены) и вакантных электронных состояний в кристаллографической 2D зоне Бриллюэна, центрированной в точке  $(0, 0)$ , при разных уровнях допирования. Схемы 6–10 в нижней части рисунка повторяют схемы 1–5 в зоне Бриллюэна, центрированной в точке  $(\pi, \pi)$ . Схемы 1 и 6 соответствуют приближению ближайших соседей ( $t' = 0$ ) при половинном заполнении. В этом случае FC имеет форму квадрата с вектором нестинга  $[\pi, \pi]$  и проходит через седловые точки электронного закона дисперсии,  $(\pm\pi, 0)$ ,  $(0, \pm\pi)$ . Таким образом, FC на схемах 1 и 6 есть сепаратриса, разделяющая два семейства замкнутых изолиний, одно из которых центрировано в минимуме, а другое в максимуме энергетической зоны.

При  $0 < t' < 2t$  сепаратриса изменяет свою форму, но проходит через те же седловые точки (как показано на всех схемах, кроме 1 и 6), ограничивая, таким образом, область импульсного пространства, мень-

шую половинного заполнения, которому соответствует изолиния с энергией, большей энергии седловой точки (схемы 2 и 7). Соответственно, FC оказывается замкнутой линией, ограничивающей область вакантных состояний с центром в точке  $(\pi, \pi)$ , являющейся топологическим центром FC (схема 7).

Введение дополнительных дырок при слабом допировании приближает FC к сепаратрисе (схемы 3 и 8), при этом топологический центр FC сохраняется в точке  $(\pi, \pi)$ . По мере увеличения допирования при некоторой концентрации дырок  $x = x_t$  сепаратриса и FC совпадают (схемы 4 и 9), и эта концентрация соответствует смещению топологического центра FC (при  $x > x_t$  замкнутая линия на схеме 5 ограничивает область заполненных электронных состояний) в точку  $(0, 0)$ . Такое смещение может рассматриваться как электронный топологический переход, связанный с сингулярностью ван Хофа в седловой точке [13].

Эволюция FC при допировании, показанная схематически на рис.1, соответствует той, что наблюдается в экспериментах ARPES в купратных соединениях LSCO и BSCCO. Однако ряд существенных деталей поведения FC при допировании, в частности, структура дырочных карманов и связанных с ними теневых зон, не могут найти объяснения в схеме жесткой зоны, поскольку эта схема не учитывает AF диэлектризацию.

**3.** В купратах дальний спиновый (триpletный) AF порядок в виде волны спиновой плотности (SDW) существует в сравнительно узком диапазоне допирования вблизи половинного заполнения ( $0 < x \lesssim 0.03$ ), но флуктуации SDW наблюдаются вплоть до оптимального допирования  $x_{\text{opt}}$ . Трансляционная симметрия при этом нарушается, что приводит к необходимости классифицировать электронные состояния в пределах 2D магнитной зоны Бриллюэна, на границе которой возникает  $s$ -волновая диэлектрическая щель  $\Delta_S$ , являющаяся монотонно убывающей функцией допирования.

Зона с законом дисперсии  $\varepsilon(\mathbf{k})$  расщепляется на две подзоны:

$$\varepsilon_{1,2}(\mathbf{k}) = \varepsilon_+(\mathbf{k}, \mathbf{Q}) \pm \sqrt{\varepsilon_-^2(\mathbf{k}, \mathbf{Q}) + \Delta_S^2}, \quad (2)$$

где  $2\varepsilon_{\pm}(\mathbf{k}, \mathbf{Q}) = \varepsilon(\mathbf{k}) \pm \varepsilon(\mathbf{k} + \mathbf{Q})$ ,  $\mathbf{Q} = (\pi, \pi)$ . Нижней подзоне  $\varepsilon_1(\mathbf{k})$  соответствует знак минус перед корнем, верхней подзоне  $\varepsilon_2(\mathbf{k})$  – знак плюс. Поскольку  $\Delta_S = \Delta_S(x)$ , закон дисперсии (2) также изменяется с допированием.

Площадь магнитной зоны Бриллюэна соответствует половинному заполнению ( $x = 0$ ). При слабом допировании дырочному заполнению нижней дырочной энергетической подзоны (вакантным состояниям

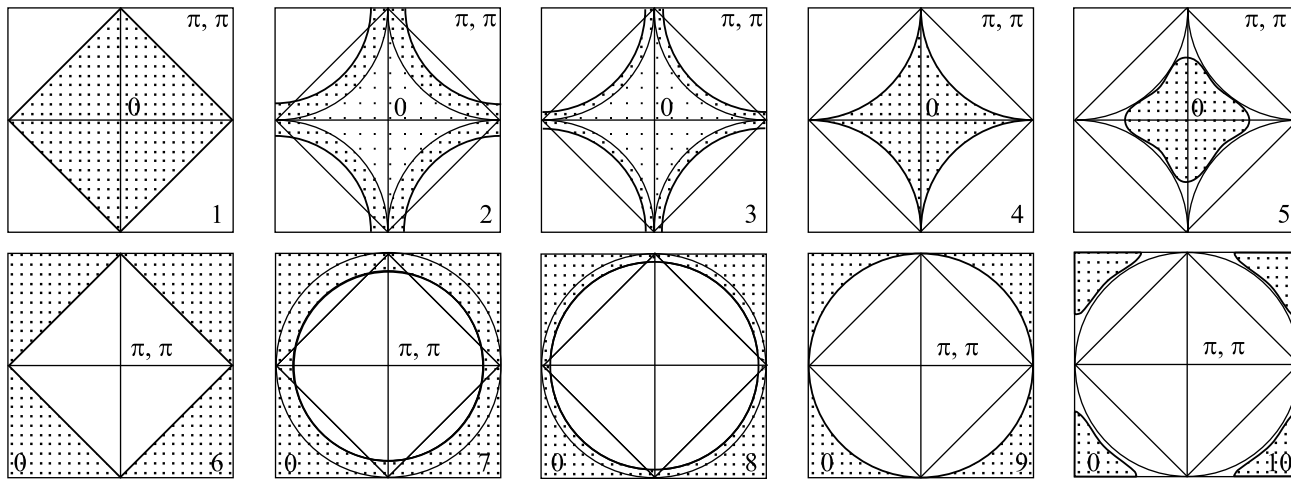


Рис.1. Схема эволюции электронного (верхний ряд) и дырочного (нижний ряд) контуров Ферми при допировании (области электронного заполнения выделены; необходимые пояснения даны в тексте)

в верхней электронной подзоне) соответствует почти вся первая магнитная зона (центрированная в  $(\pi, \pi)$ ; рис.2а), за исключением сравнительно малых окрест-

нах сосредоточены практически все дырки, введенные при допировании, то есть площадь карманов в первой магнитной зоне  $\approx x$ . Именно эти избыточные (над диэлектрической щелью) дырки являются основными носителями тока в недодопированных купратах, и только они принимают участие в SC спаривании, определяя, в частности, сверхтекучую плотность  $n_s \sim x$ .

С увеличением допирования площадь дырочных карманов растет до тех пор, пока при  $x = x_t$  (схемы 4 и 9 на рис.1) топологический центр FC не перейдет из точки  $(\pi, \pi)$  в  $(0,0)$ , что сопровождается изменением знака заряда носителей тока. При  $x > x_t$  концентрация электронов в нижней энергетической подзоне равна  $(1 - x)$ .

Сверхпроводимость исчезает при некотором уровне допирования в окрестности точки электронного топологического перехода  $x_t$ . Имеются основания считать [14], что большой FC сильно передопированных купратов в SC состоянии является односвязным и центрированным в точке  $(\pi, \pi)$ , то есть соответствует схеме 8 на рис.1.

В кристаллографической зоне Бриллюэна FC (линия на рис.2а, разделяющая области заполненных и вакантных состояний) ограничивает, в соответствии с теоремой Латинджера, область импульсного пространства, площадь которой соответствует полной концентрации дырок  $(1 + x)$ . При приведении к магнитной зоне Бриллюэна имеет место переброс дуг FC (отмеченных цифрами на рис.2а) внутрь этой зоны (жирные линии, отмеченные соответствующими цифрами на рис.2б). Во второй магнитной зоне Бриллюэна дуги FC остаются на том же месте, что и

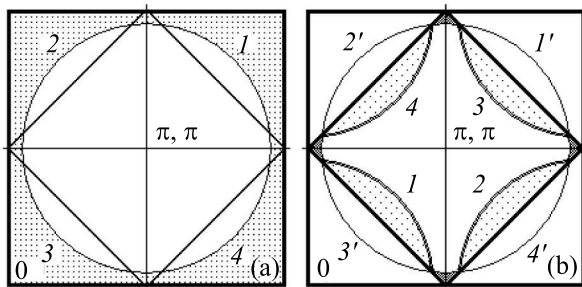


Рис.2. Приведение к магнитной зоне Бриллюэна, центрированной в точке  $(\pi, \pi)$  (дырочное представление). Уровень допирования соответствует схеме 8 на рис.1. Цифрами обозначены дуги FC, показанные в схеме расширенных зон (а). Цифрами со штрихом обозначены дуги FC во второй магнитной зоне Бриллюэна, соответствующие “теневым” зонам (б). В пределах первой магнитной зоны Бриллюэна выделены области дырочного заполнения верхней дырочной энергетической зоны. Темные области в окрестностях точек типа  $(\pi, 0)$  соответствуют электронному заполнению нижней дырочной подзоны в первой магнитной зоне

ностей точек типа  $(\pi, 0)$  с электронным заполнением верхней электронной подзоны, то есть полная концентрация дырок в первой магнитной зоне  $\approx 1$ .

Кроме того, в первой магнитной зоне Бриллюэна имеются дырочные карманы (выделены на рис.2б), соответствующие заполнению верхней дырочной энергетической подзоны (вакантным состояниям в нижней электронной подзоне). В этих карма-

в кристаллографической зоне Бриллюэна (показаны цифрами со штрихом на рис.2b).

4. Диэлектрическая щель, зависящая от уровня допирования, может рассматриваться как дополнительный к  $t'/t$  подгоночный параметр, с помощью которого могут быть описаны более тонкие детали ФС по сравнению с простой картиной, вытекающей из  $t-t'$ -модели. Введение дополнительного подгоночного параметра непосредственно в модель сильной связи, то есть учет взаимодействия в третьей координатной сфере ( $t-t'-t''$ -модель [11]), не может привести к появлению теневых зон, поскольку такое взаимодействие не связано с нарушением трансляционной симметрии и позволяет описать наблюдаемое изменение большого ФС только при весьма нереалистичных значениях параметров  $t'/t$  и  $t''/t$ . Напротив, закон дисперсии (2) естественным образом определен в магнитной зоне Бриллюэна, так что большой ФС получается простым его расширением в кристаллографическую зону Бриллюэна, как показано на рис.2.

Учитывая величину и характер изменения с допированием подгоночного параметра  $\Delta_S(x)$ , можно убедиться в том, что закон дисперсии (2) находится в полном соответствии с наблюдаемой эволюцией ФС при допировании [2]. На рис.3 показано распределение изолиний в нижней подзоне  $\varepsilon_1(\mathbf{k})$  при

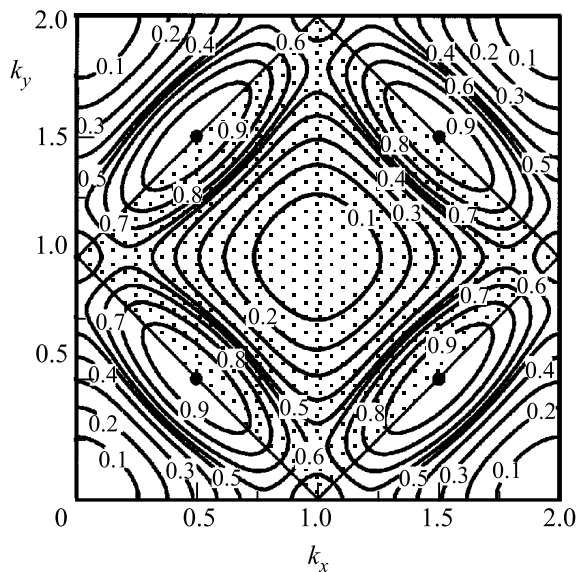


Рис.3. Распределение изолиний в нижней подзоне. Цифрами у изолиний обозначена степень заполнения. Первая магнитная зона Бриллюэна выделена. Слабому допированию соответствует ФС в виде дырочных карманов, центры которых выделены

$t'/t = 0.3$  и достаточно слабом допировании, которому соответствует значение  $\Delta_S(x) = 0.3$ . Выделенные

на рис.3 изолинии представляют дырочные карманы, центрированные в точках типа  $(\pi/2, \pi/2)$ .

При слабом допировании,  $x < x_t$ , участки большого ФС, принадлежащие нижней энергетической подзоне, представляют собой части дырочных карманов, располагающиеся во второй магнитной зоне Бриллюэна (рис.3). Эти участки связываются друг с другом изолиниями, принадлежащими верхней подзоне, то есть верхняя и нижняя подзоны перекрываются, и при слабом допировании ФС принадлежит обеим подзонам. Замкнутый большой ФС, центрированный в  $(\pi, \pi)$ , имеет форму искаженного квадрата со скругленными углами и “сторонами”, параллельными границам кристаллографической зоны Бриллюэна.

Возникновение диэлектрической щели приводит к “расщеплению” седловой точки: из рис.3 видно, как располагается сепаратриса, разделяющая семейства замкнутых изолиний. Увеличение допирования приводит к уменьшению диэлектрической щели и соответствующему изменению структуры изолиний.

При увеличении дырочного допирования площади дырочных карманов, пропорциональные  $x$ , растут до тех пор, пока верхняя электронная подзона не освободится от электронов и в нижней подзоне не произойдет электронный топологический переход с перебросом топологического центра большого ФС из точки  $(\pi, \pi)$  в  $(0, 0)$ , как показано на рис.4 при  $\Delta_S(x) = 0.001$ . Большой ФС, ограничивающий

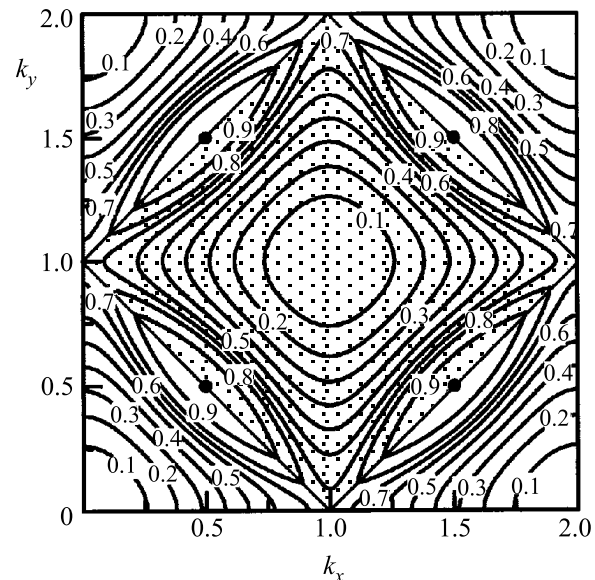


Рис.4. Распределение изолиний в нижней подзоне при сильном допировании. Первая магнитная зона Бриллюэна выделена. ФС центрирован в точке  $(0, 0)$  и соответствует степени заполнения  $\lesssim 0.7$

область электронного заполнения площадью  $(1 - x)$ , имеет форму искаженного квадрата со скругленными углами и “сторонами”, параллельными диагоналям кристаллографической зоны Бриллюэна. Седловая точка оказывается нерасщепленной и располагается в точках типа  $(\pi, 0)$ , как и в  $t-t'$ -модели жесткой зоны.

Следует отметить, что обсуждаемые детали FC, обусловленные возникновением SDW, для недодопированных купратов относятся к области температур  $T > T^*$ . В псевдощелевом состоянии, то есть при  $T_C < T < T^*$ , возникновение DDW, связанной с OAF упорядочением, приводит к диэлектрической щели (которая и проявляется как псевдощель) на FC в виде дырочных карманов, следствием чего являются наблюдаемые в ARPES дуги FC в окрестностях nodal-точек. Дальнейшее допирование (уже за пределами области SC фазы) приводит к перебросу топологического центра FC в точку  $(0, 0)$ .

5. Заполнение энергетических подзон определяется факторами когерентности  $u_{\mathbf{k}}$  и  $v_{\mathbf{k}}$  в преобразовании Боголюбова, которое диагонализует гамильтониан, описывающий электрон-дырочное спаривание, следствием чего является возникновение SDW. Вероятность заполнения характеризуется коэффициентом  $v_{\mathbf{k}}^2$ , который по порядку величины равен единице в пределах первой магнитной зоны. Поэтому спектральная интенсивность сигнала ARPES велика для принадлежащих первой магнитной зоне дуг дырочных карманов (внешних дуг в кристаллографической зоне Бриллюэна, рис.2а). Переходу во вторую магнитную зону Бриллюэна соответствует замена  $\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{k} + \mathbf{Q}$ . Поскольку  $v_{\mathbf{k}+\mathbf{Q}} = u_{\mathbf{k}}$ , отклик ARPES из второй магнитной зоны оказывается существенно ослабленным (как и при возникновении DDW[10]), то есть дугам FC в этой зоне соответствует весьма малая спектральная интенсивность, что дает основание отождествить эти дуги с теневыми энергетическими зонами.

Диэлектрическая  $s$  – волновая щель, связанная с понижением трансляционной симметрии купратной плоскости при возникновении SDW, образуется на границе магнитной зоны Бриллюэна. Эта щель не может быть отождествлена с псевдощелью, которая возникает на FC [7] и имеет  $d$ -волновую симметрию. Поэтому возникновение псевдощелевого состояния может быть связано с OAF упорядочением, приводящим к DDW. Идеальный нестинг FC в виде дырочных карманов с вектором нестинга  $\mathbf{Q} = (\pi, \pi)$ , связывающим разные карманы, как это видно из рис.3, должно приводить к появлению DDW упорядочения, которое в области относительно слабого допирования

( $x \lesssim x_{\text{opt}}$ ) может сосуществовать с SDW упорядочением.

Спектральные интенсивности сигнала ARPES, соответствующие SDW и DDW, определяются их факторами когерентности, которые зависят от уровня допирования. Перераспределение интенсивностей между двумя каналами диэлектрического спаривания при увеличении допирования [15] проявляется, по-видимому, в угасании сигнала ARPES, относящегося к SDW состоянию, с одновременным усилением сигнала, который может быть отнесен к DDW состоянию.

Дальний спиновый AF порядок в области допирования, соответствующей SC состоянию, разумеется, отсутствует, а степень ближнего порядка уменьшается по мере увеличения  $x$ . Однако эффективная восприимчивость к OAF упорядочению имеет максимум при  $\mathbf{Q} = (\pi, \pi)$ , как и восприимчивость к возникновению SC упорядочения с тем же суммарным импульсом пары  $\mathbf{Q}$ , что позволяет ввести среднее значение диэлектрической щели, обусловленной возникновением DDW.

Образование DDW энергетической щели приводит к тому, что химический потенциал располагается внутри этой щели, и в этом смысле в псевдощелевом состоянии система ведет себя как диэлектрик.

6. FC в виде дырочных карманов обнаруживает свойство идеального *зеркального нестинга* [16], что является благоприятным условием SC спаривания с большим суммарным импульсом, совпадающим в данном случае с  $\mathbf{Q} = (\pi, \pi)$ . Особенностью такого спаривания в этом случае является то, что импульсы частиц, составляющих пару, принадлежат разным магнитным зонам Бриллюэна, то есть один из них относится к главной, а другой – к теневой ветви FC, которым соответствуют разные факторы когерентности, возникающие при SC спаривании. По мере увеличения легирования площадь карманов возрастает, то есть увеличивается область кинематического ограничения для сверхпроводящего спаривания. Вместе с тем интенсивность такого спаривания, пропорциональная спектральной плотности на теневой ветви, уменьшается. Поэтому величина  $T_c$  как функция легирования должна иметь максимум.

Спаривание с большим импульсом пары при отталкивательном спаривающем взаимодействии приводит к комплексному двухкомпонентному параметру порядка [17], модуль которого определяется энергией связи пары, а относительная фаза естественным образом может быть связана [18] с OAF токовым DDW состоянием в купратной плоскости [19]. Параметр порядка, возникающий в результате SC спа-

ривания при отталкивательном взаимодействии как функция импульса относительного движения пары, в области кинематического ограничения имеет линию нулей, пересекающую FC [20], и может соответствовать либо расширенной  $s$ -волновой ( $s + g$ ) симметрии, либо  $d$ -волновой симметрии [21, 22]. Параметр ОАФ порядка, связанный с возникновением DDW, имеет  $d$ -волновую симметрию и обращается в нуль в четырех точках пересечения главных ветвей FC с диагоналями кристаллографической зоны Бриллюэна. Фаза SC параметра порядка, соответствующая сосуществованию сверхпроводимости и орбитально-антиферромагнетизма, в этих точках оказывается равной  $\pi$  [18]. Таким образом, наличие нулей двухкомпонентного SC параметра порядка, располагающихся в разных точках FC для зарядовой (модуль) и токовой (фаза) степеней свободы, обеспечивает устойчивость SC состояния относительно рассеяния электронов на немагнитных примесях.

С ростом допирования амплитуда ОАФ параметра порядка уменьшается. Соответственно, уменьшается и отклонение относительной фазы SC параметра порядка от  $\pi$ . Область сверхпроводимости на фазовой диаграмме температура – допирование разделяется [18] на две фазы, в одной из которых сосуществуют SC и ОАФ упорядоченные состояния, а в другой, соответствующей большей степени допирования, ОАФ упорядочение отсутствует (относительная фаза SC параметра порядка равна  $\pi$ ). Сверхпроводящий параметр порядка имеет нули на FC, оказывается чувствительным к рассеянию электронов на примесях. Это может стать одной из причин подавления сверхпроводимости с ростом допирования.

В недопированных купратах повышение температуры приводит к разрушению фазовой когерентности при  $T = T_C$ , то есть к обращению в нуль среднего значения общей фазы комплексного двухкомпонентного параметра порядка. Абсолютные величины компонент параметра порядка и его относительная фаза (отклонение которой от значения  $\pi$  соответствует проявлению токовой степени свободы как ОАФ упорядочения [18]) отличны от нуля и выше  $T_C$  в некотором интервале  $T_C < T < T^*$ . Дальний ОАФ порядок, при  $T < T_C$  сосуществующий со сверхпроводимостью, таким образом, продолжает существовать и при  $T_C < T < T^*$  и может быть связан с псевдощелевым состоянием [8], которому соответствует волна плотности тока заряда (DDW), приводящая к диэлектрической щели, возникающей на FC.

В области температур  $T_C < T < T^* < T^*$  имеют место развитые флуктуации SC параметра порядка, связанные с уничтожением некогерентных SC пар с

большими импульсами. Это приводит к эффективному увеличению энергетической щели в спектре одночастичных возбуждений, которая может быть интерпретирована как сильная псевдощель при  $T_C < T < T^*$ . В области  $T^* < T < T^*$  флуктуации SC параметра порядка оказываются подавленными, и эта область, характеризуемая диэлектрической ОАФ щелью, может быть отнесена к слабой псевдощели.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

1. H. Ding, A. F. Bellman, J. C. Campuzano et al., Phys. Rev. Lett. **76**, 1533 (1996).
2. A. Fujimori, A. Ino, T. Yoshida et al., Physica **C341-348**, 2067 (2000).
3. A. Ino, C. Kim, M. Nakamura et al., Phys. Rev. **B65**, 094504 (2002).
4. H. Ding, M. R. Norman, T. Yokoya et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 2628 (1997).
5. P. Aebi, J. Osterwalder, P. Schwaller et al., Phys. Rev. Lett. **72**, 2757 (1994).
6. A. Kampf and J. R. Schrieffer, Phys. Rev. **42**, 7967 (1990).
7. M. R. Norman, H. Ding, M. Randeria et al., Nature **392**, 157 (1998).
8. S. Chakravarty, R. B. Laughlin, D. K. Morr, and C. Nayak, Phys. Rev. **B63**, 094503 (2001).
9. S. Chakravarty, Phys. Rev. **66**, 224505 (2002).
10. S. Chakravarty, C. Nayak, and S. Tewari, cond-mat/0306084.
11. A. I. Liechtenstein, O. Gunnarsson, O. K. Andersen, and R. M. Martin, Phys. Rev. **B54**, 12505 (1996).
12. Z.-X. Shen, W. E. Spicer, D. M. King et al., Science **267**, 343 (1995).
13. И. М. Лифшиц, ЖЭТФ **38**, 1569 (1960).
14. M. Plate, J. D. F. Mottershead, I. S. Elfimov et al., cond-mat/0503117.
15. A. Ino, C. Kim, M. Nakamura et al., Phys. Rev. **B62**, 4137 (2000).
16. В. И. Белявский, В. В. Капаев, Ю. В. Копаев, Письма в ЖЭТФ **76**, 51 (2002).
17. В. И. Белявский, Ю. В. Копаев, ЖЭТФ **127**, 45 (2005).
18. В. И. Белявский, Ю. В. Копаев, М. Ю. Смирнов, ЖЭТФ (2005).
19. D. A. Ivanov, P. A. Lee, and X.-G. Wen, Phys. Rev. Lett. **84**, 3958 (2000).
20. В. И. Белявский, Ю. В. Копаев, В. М. Софронов, С. В. Шевцов, ЖЭТФ **124**, 1149 (2003).
21. G. Zhao, Phys. Rev. **B64**, 024503 (2001).
22. В. Н. Brandow, Phys. Rev. **B65**, 054503 (2002).