Физика низких температур, 1996, т. 22, № 5, с. 479–484

Анизотропная многолепестковая структура параметра щели в высокотемпературных сверхпроводниках как следствие сильной анизотропии зонного спектра

Э. А. Пашицкий, В. И. Пентегов, А. В. Семенов

Институт физики НАН Украины, Украина, 252650, г. Киев, пр. Науки, 46

Показано, что наблюдавшаяся в [1] асимметричная многолепестковая структура анизотропного параметра сверхпроводящей щели в плоскости слоев CuO_2 в монокристалле $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ может быть результатом суперпозиции двух эффектов: гибридизации широкой и узкой $2D$ зон, которая приводит к появлению седловых аномалий в законе дисперсии, с одной стороны, и возникновению сверхрешетки и диэлектрической псевдощели вдоль одной из диагоналей примитивной ячейки в $2D$ слое, с другой. Предложена простая двухкомпонентная модель для описания анизотропии щели, которая предсказывает не связанное с d-волновым типом куперовского спаривания изменение знака параметра щели при переходе от одних симметричных направлений зоны Бриллюэна к другим. Обсуждается возможность наблюдения сдвига фаз джозефсоновских токов в интерференционных туннельных экспериментах на монокристаллах $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$.

Показано, що асиметрична багатопелюсткова структура анізотропного параметру надпровідної щілини у площині шарів CuO_2, яка спостерігається у монокристалі $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ [1], може бути наслідком суперпозиції двох ефектів. гібридизації широкої та вузької $2D$ зон, яка приводить до появи сідлових аномалій у законі дисперсії, з одного боку, та появи надгратки та діелектричної псевдощілини вздовж однієї з діагоналей примитивної комірки у $2D$ шарі, з іншого. Запропоновано просту двокомпоненту модель для опису анізотропії щілини, яка передбачає на пов'язану з d-хвильовим типом куперівського спарювання зміну знаку параметру щілини при переході від одних напрямків зони Бріллюена до інших. Обговорюється можливість спостереження зсуву фаз джозефсонівських струмів в інтерференційних тунельних експериментах на монокристалах $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$.

1. Эксперименты по измерению энергетических спектров фотоэлектронной эмиссии с угловым разрешением (ARPES-метод), проведенные на монокристаллах $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ с использованием хорошо коллимированных монохроматических пучков синхронного излучения [2,3], показали, что величина плотности состояний (ПС) на уровне Ферми (УФ) в нормальном (металлическом) состоянии $\nu(E_F)$ и ширина сверхпроводящей (СП) щели Δ ниже критической температуры T_c различны для разных симметричных направлений зоны Бриллюэна (ЗБ):

$$\nu_{\Gamma-M} >> \nu_{\Gamma-X} >> \nu_{\Gamma-Y}; \qquad \left|\Delta_{\Gamma-M}\right| > \left|\Delta_{\Gamma-X}\right| >> \left|\Delta_{\Gamma-Y}\right| . \tag{1}$$

В работе [4] такая анизотропия нормальной ПС и СП щели (типа «бабочка») была описана в рамках модели Билбро—Макмиллана—Накаямы [5,6] для металла с анизотропной многосвязной поверхностью Ферми (ПФ) и со спонтанным нарушением симметрии спектра в результате структурной (пайерлсовской) неустойчивости решетки с образованием волны зарядовой плотности (ВЗП) и диэлектрической псевдощели (провала в ПС) в направлении одной из диагоналей ЗБ (вдоль Г-Y) благодаря совмещению уплощенных участков ПФ при их сдвиге на вектор нестинга $Q \approx 0{,}9(\pi/a, \pi/a)$ [7]. В [4] отмечалось, что такая симметрия СП щели не связана с d-волновым типом куперовского спаривания [8–10].

Недавно в [1] наблюдалась периодическая сверхрешетка вдоль направления $(\pi/a, \pi/a)$ в монокристалле $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ (хотя и с гораздо большим чем $2\pi/Q$ периодом ВЗП). Более того, в [1] была обнаружена тонкая асимметричная структура анизотропного параметра СП щели в плоскости слоев CuO_2 с чередующимися максимумами разной величины и глубокими минимумами (провалами почти до нуля) в зависимости Δ от направления.

В настоящей работе показано, что такая сложная многолепестковая структура СП щели может быть следствием суперпозиции двух эффектов: гибридизации перекрывающихся по энергии широкой и аномально узкой двухмерных ($2D$) зон, образованных за счет перекрытия электронных d- и

© Э. А. Пашицкий, В. И. Пентегов, А. В. Семенов, 1996

p- орбиталей ионов меди и кислорода в слоях CuO_2, с одной стороны, и возникновения диэлектрической псевдощели в направлении волнового вектора сверхрешетки, с другой. При этом в зонном спектре возникают седловые аномалии вблизи симметричных точек ЗБ, наблюдавшиеся, например, в монокристаллах Bi(2212) [7] и Y(124) [11], а многосвязная цилиндрическая ПФ распадается на чередующиеся друг с другом «электронные» и «дырочные» участки с разной ПС. Как будет видно из дальнейшего, при определенных условиях это приводит к разным знакам параметра СП щели на соседних участках ПФ и к нулевым значениям Δ между ними, в соответствии с экспериментом [1].

Предложенная в работе простая двухкомпонентная модель для описания анизотропии параметра СП щели позволяет также объяснить противоположные знаки (фазы) параметров щели в $2D$ слоях CuO_2 и $1D$ цепочках CuO в монокристалле $YBa_2Cu_3O_7$, имитирующие d-волновое спаривание в интерференционных туннельных экспериментах [12–14].

2. Как известно, широкая зона проводимости в слоистых купратных металлооксидных соединениях образуется благодаря гибридизации d- и p-орбиталей ионов меди (Cu^{2+}) и кислорода (O^{2-}). Дисперсия такой $2D$ зоны может быть задана в виде [15]

$$E_1\left(k_x, k_y\right) = -t_1\left(\cos k_x a + \cos k_y b - 2\right) + \\ + \tilde{t}_1\left(\cos k_x a \cos k_y b - 1\right) + E_0, \qquad (2)$$

где параметры t_1 и $\tilde{t}_1$ выражаются через соответствующие интегралы перекрытия орбиталей меди ($d_{x^2-y^2}$) и кислорода (p_x, p_y); a и b — постоянные решетки в плоскости CuO_2 ($a \approx b$); E_0 задает уровень отсчета энергии (см. ниже). Кроме того, слабое перекрытие $d_{3z^2-r^2}$-орбиталей ионов Cu^{2+} должно приводить к образованию узкой зоны с дисперсией аналогичной (2):

$$E_2\left(k_x, k_y\right) = -t_2\left(\cos k_x a + \cos k_y b - 2\right) + \\ + \tilde{t}_2\left(\cos k_x a \cos k_y b - 1\right), \qquad (3)$$

причем $t_2 \ll t_1$ и $\tilde{t}_2 \ll \tilde{t}_1$. Малости параметров t_2 и $\tilde{t}_2$ может способствовать эффект поляронного сужения зоны E_2.

Относительное расположение этих зон зависит от многих параметров, в частности от электростатического взаимодействия отрицательно заряженных ионных кластеров $Cu^{2+}O_2^{2-}$ с положительно заряженными ионами Ca^{2+} в $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ (или Y^{3+} в $YBa_2Cu_3O_{6+x}$) и от энергии кулоновского отталкивания электронов на одном узле, которые точно не известны, и, более того, могут изменяться в процессе допирования благодаря изменению степени экранирования ионов в кристалле (см. [16,17]).

В дальнейшем будем предполагать, что широкая $E_1(k_x, k_y)$ и узкая $E_2(k_x, k_y)$ зоны перекрываются по энергии, и учтем гибридизацию этих зон, которая приводит к следующему закону дисперсии для гибридных ветвей спектра:

$$E_{\pm}\left(k_x, k_y\right) = \frac{1}{2}\left[E_1(k_x, k_y) + E_2(k_x, k_y)\right] \pm \\ \pm \sqrt{\frac{1}{4}\left[E_1(k_x, k_y) - E_2(k_x, k_y)\right]^2 + |V_g|^2}, \qquad (4)$$

где V_g — матричный элемент перемешивания зонных состояний.

На рис. 1 показана дисперсия верхней E_+ (*а*) и нижней E_- (*б*) гибридных ветвей, в соответствии с (4), а на рис. 2 — дисперсия нижней ветви в симметричных направлениях ЗБ. Как видим, в дисперсии ветви $E_-(k_x, k_y)$ имеются седловины, вытянутые вдоль направления Г-M, с бесконечно большой продольной эффективной массой вблизи M-точек и с конечной эффективной массой в поперечных направлениях X-M (или Y-M). Такая форма модельного спектра (4) качественно правильно описывает экспериментально обнаруженные с помощью ARPES -метода характерные седловые особенности зонного спектра монокристаллов Y(123) и Y(124) вблизи Y-точек [11,18] и монокристаллов Bi(2212) и Bi(2201) вблизи M-точек ЗБ [7,19].

При этом цилиндрическая ПФ для положений УФ выше дна седловин в M-точках разбивается на «электронные» и «дырочные» участки с положительной и отрицательной средней кривизной и с существенно разными ПС. Такая модель согласуется с выводом [20] о возможном изменении знака транспортной эффективной массы квазичастиц на разных участках ПФ при сохранении знака циклотронной массы, что позволяет объяснить отрицательный знак термоэдс при положительном (дырочном) знаке константы Холла в нормальном состоянии купратных металлооксидных соединений (МОС).

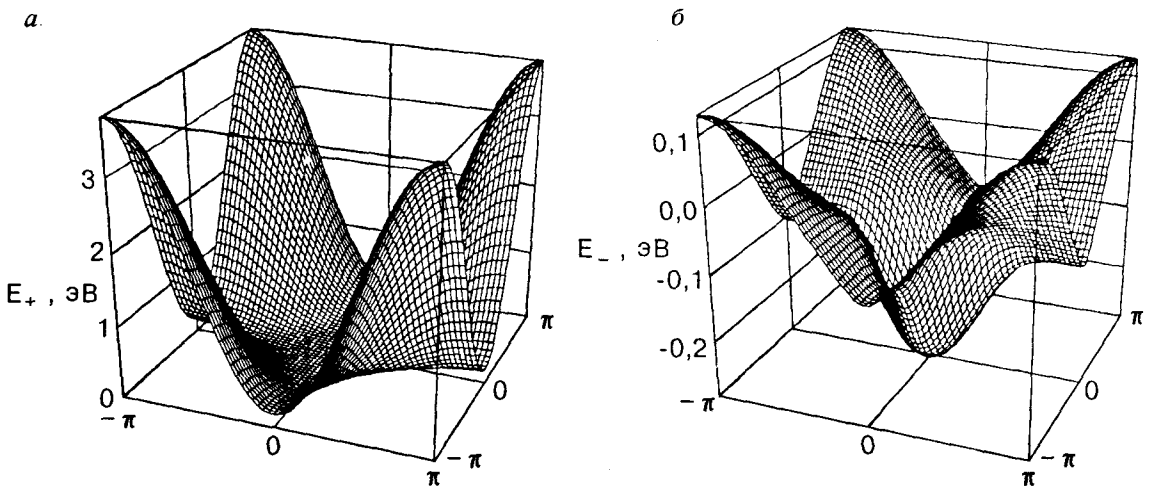

Рис. 1. Анизотропная дисперсия верхней E_+ (*а*) и нижней E_- (*б*) ветвей гибридного зонного спектра (4) при энергии гибридизации $|V_g| = 0{,}1$ эВ для следующих значений параметров гибридизующихся зон E_1 и E_2 : $t_1 = 1$ эВ, $\tilde{t}_1 = 0{,}8$ эВ, $E_0 = -0{,}25$ эВ, $t_2 = 0{,}032$ эВ, $\tilde{t}_2 = 0{,}064$ эВ.

3. Для описания СП состояния слоистых МОС типа Bi(2212) с цилиндрической анизотропной ПФ, которая распадается на чередующиеся «электронные» и «дырочные» участки, воспользуемся моделью многозонного (моногодолинного) сверхпроводника с многокомпонентным параметром порядка [21]

$$\Delta_{ij}(\mathbf{k}, \omega) = -T \sum_{\omega'} \int \frac{d^2k'}{(2\pi)^2} \sum_{l,m} W_{ij,lm}(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \omega - \omega') F_{lm}(\mathbf{k}', \omega') , \qquad (5)$$

где ω и ω' — дискретные мацубаровские частоты; $W_{ij,lm}$ — матричные элементы запаздывающего межэлектронного взаимодействия на разных участках ПФ; F_{lm} — аномальные функции Грина.

Если пренебречь «перекрестным» куперовским спариванием электронов ($\Delta_{ij} = 0$ при $i \neq j$), но учесть взаимодействие между электронами на соседних участках ПФ, то система уравнений (5) принимает вид

$$\Delta_1(\omega) = -T \sum_{\omega'} \int d\xi \left[\nu_1 \tilde{W}_{11}(\omega - \omega') F_{11}(\xi, \omega') + \nu_2 \tilde{W}_{12}(\omega - \omega') F_{22}(\xi, \omega') \right] , \qquad (6)$$

$$\Delta_2(\omega) = -T \sum_{\omega'} \int d\xi \left[\nu_2 \tilde{W}_{22}(\omega - \omega') F_{22}(\xi, \omega') + \nu_1 \tilde{W}_{12}(\omega - \omega') F_{11}(\xi, \omega') \right] , \qquad (7)$$

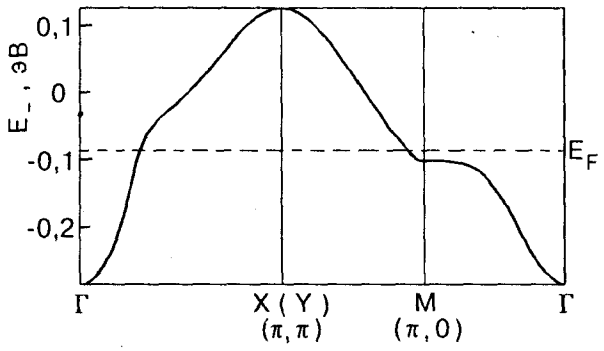

Рис. 2. Закон дисперсии нижней гибридной ветви $E_-(k_x, k_y)$ вдоль симметричных направлений зоны Бриллюэна.

где ν_i, Δ_i и $\tilde{W}_{ii}$ — усредненные по площади i-го участка ПФ значения ПС, диагональных щелей Δ_{ii} и матричных элементов $W_{ii,ii}$ ($I = 1, 2$); $\tilde{W}_{12}$ — усредненное значение недиагонального матричного элемента $W_{11,22} = W_{22,11}$, описывающего двухчастичные электронные переходы между соседними участками ПФ; ξ — энергия электронов, отсчитываемая от УФ. Заметим, что в силу существенного различия электронных волновых функций на разных участках ПФ недиагональные матричные элементы $\tilde{W}_{ij}$ ($i \neq j$) по абсолютной величине должны быть гораздо меньше, чем диагональные $\tilde{W}_{ii}$. Учитывая также, что ПС на электронных участках ПФ в области седловин (вблизи M-точек) гораздо больше, чем ПС на дырочных

участках (в направлениях Г-X и Г-Y), и полагая $\nu_1 = \nu_{\Gamma-M} >> \nu_2 = \nu_{\Gamma-X}$ (или $\nu_{\Gamma-Y}$), приходим к выводу, что в интегральном уравнении (6) главную роль играет первое слагаемое в правой части, тогда как в уравнении (7), вообще говоря, важны оба слагаемых.

Эффективное запаздывающее притяжение, которое обусловлено электрон-фононным взаимодействием (ЭФВ) с большим числом оптических фононных ветвей в купратных МОС (в частности, с дипольно активными кислородными колебательными модами), а также электрон-плазмонным взаимодействием (ЭПВ) с акустическими плазмонами в многокомпонентной квазидвухмерной ферми-жидкости с «легкими» и «тяжелыми» носителями заряда (электронами, дырками) в широких и узких $2D$ зонах [22], сосредоточено в области энергий $\omega \le \tilde{\Omega}$ вблизи ПФ, где $\tilde{\Omega}$ — средняя энергия виртуальных оптических фононов и гибридизующихся с ними акустических плазмонов. С другой стороны, как видно на рис. 1, сильная анизотропия электронного спектра, обусловленная гибридизацией широкой и узкой $2D$ зон, проявляется в области энергий $\omega \le E_{F1}$, где E_{F1} — расстояние УФ от дна седловин в окрестности M-точек ЗБ. Если $E_{F1} < \tilde{\Omega}$, то область межэлектронного взаимодействия можно разбить на три части:

1) $\nu_{ij}\,\tilde{W}_{ij}(\omega) = -(\lambda_{ij} - \mu_{ij})$ при $|\omega| \le E_{F1}$, где λ_{ij} — безразмерные константы анизотропного ЭФВ и ЭПВ, μ_{ij} — константы кулоновского отталкивания на разных участках ПФ;

2) $\nu_{ij}\,\tilde{W}_{ij}(\omega) = -(\lambda - \mu)$ в области $E_{F1} < |\omega| \le \tilde{\Omega}$, где λ и μ — соответствующие константы квазиизотропного взаимодействия в широкой $2D$ зоне;

3) $\nu_{ij}\,\tilde{W}_{ij}(\omega) = \mu$ в области $\tilde{\Omega} < |\omega| \le E_{F2}$, где E_{F2} — расстояние от УФ до дна широкой зоны (см. рис. 1). В дальнейшем для простоты будем предполагать, что $\lambda_{ij} >> \lambda$ и $\mu_{ij} >> \mu$. Тогда, полагая $\Delta_i(\omega) = \Delta_i^0$ при $|\omega| \le E_{F1}$ и $|\Delta_i(\omega)| << \Delta_i^0$ в области $E_{F1} < |\omega| \le E_{F2}$, с учетом корневой особенности Ван-Хова в $\nu_1(\xi)$ на квазиодномерных седловых участках ПФ (см. [18]) приведем систему уравнений (6) и (7) к следующему виду:

$$\Delta_1^0\left[1 - \tilde{\lambda}_{11}L_1(\Delta_1^0)\right] = \Delta_2^0\,\tilde{\lambda}_{21}L_2(\Delta_2^0)\,, \qquad (8)$$

$$\Delta_2^0\left[1 - \tilde{\lambda}_{22}L_2(\Delta_2^0)\right] = \Delta_1^0\,\tilde{\lambda}_{12}L_1(\Delta_1^0)\,, \qquad (9)$$

где

$$L_1 \approx \sqrt{E_{F1}/|\Delta_1^0|}\;;\; L_2 \approx \ln\left(E_{F1}/|\Delta_2^0|\right);$$
$$\tilde{\lambda}_{ij} = \lambda_{ij} - \mu_{ij}\,. \qquad (10)$$

Кроме того, предположим, что в силу локальности ЭФВ и ЭПВ их перекрестные матричные элементы $\tilde{W}_{12}^{ph}$ и $\tilde{W}_{12}^{pl}$ малы (по абсолютной величине) по сравнению с соответствующим матричным элементом более дальнодействующего (нелокального) кулоновского взаимодействия $\tilde{W}_{12}^{c}$, так что $\lambda_{12} < \mu_{12}$ и $\tilde{\lambda}_{12} < 0$. Наконец, учтем, что $|\tilde{\lambda}_{21}| << \lambda_{11}$, поскольку $\nu_2 << \nu_1$ и $|\tilde{W}_{12}| << |\tilde{W}_{11}|$, и будем пренебрегать для простоты правой частью уравнения (8). Тогда решение системы уравнений (8) и (9) с учетом (10) принимает вид

$$\Delta_1^0 \approx E_{F1}\,\tilde{\lambda}_{11}^2\;;$$
$$\Delta_2^0 \approx -\frac{\Delta_1^0\,|\tilde{\lambda}_{12}|}{\tilde{\lambda}_{11}\left[1 - \tilde{\lambda}_{22}\ln\left(E_{F1}/|\Delta_2^0|\right)\right]}\,. \qquad (11)$$

Отсюда следует, во-первых, что энергетически более выгодной является ситуация, когда знаки параметров щели Δ_1^0 и Δ_2^0 на разных участках ПФ противоположны ($\Delta_2^0 < 0$ при $\Delta_1^0 > 0$), поскольку в этом случае щель Δ_2^0 про абсолютной величине превышает значение щели по теории БКШ. Это означает, что анизотропная щель $\Delta(\theta)$ как функция угла θ в плоскости слоев (a,b) при переходе от направления Г-M к направлениям Г-X или Г-Y изменяет знак (в случае комплексного параметра СП щели происходит изменение его фазы на π), а в некоторых промежуточных направлениях $\Delta(\theta)$ проходит через нуль, в соответствии с наблюдавшимися в [1] глубокими минимумами в щели в монокристалле $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ (провалы щели не до нуля могут быть связаны с конечной разрешающей способностью эксперимента по θ).

Во-вторых, из (12) следует, что модуль щели Δ_2^0 в направлениях Г-X (или Г-Y) гораздо меньше, чем щель Δ_1^0 в направлениях Г-M, что также согласуется с экспериментальными данными [1–3].

В-третьих, из трансцендентного уравнения (12) для Δ_2^0 следует, что в том случае, когда вдоль одной из диагоналей ЗБ (например, вдоль Г-Y) возникает ВЗП [1] и, следовательно, на ПФ образуется диэлектрическая псевдощель с минимумом (провалом) нормальной ПС $\nu_2 \equiv \nu_{\Gamma-Y} << \nu_{\Gamma-X}$ (см. (1)), модуль СП щели $\Delta(\theta)$ в этом направлении $|\Delta_2^0| \equiv |\Delta_{\Gamma-Y}|$ может быть гораздо меньше, чем $|\Delta_2^0|$ в направлении Г-X, в согласии с экспериментом [1–3].

На рис. 3 показаны сечения цилиндрической ПФ в окрестности X- и Y-точек ЗБ и схематический вид многолепестковой структуры анизотропного параметра СП щели $\Delta(\theta)$, центрированной в Г-

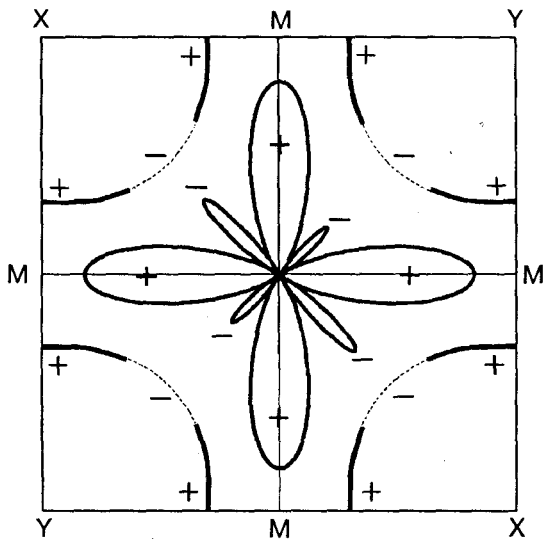

Рис. 3. Схематическое изображение восьмилепестковой структуры центрированного в Г-точке анизотропного параметра сверхпроводящей щели $\Delta(\theta)$ в монокристалле Bi(2212) с разными знаками соседних лепестков (при учете нарушенной симметрии электронного спектра за счет диэлектрической псевдощели в направлении Г-Y) и сечения анизотропной цилиндрической поверхности Ферми (сплошными линиями показаны «электронные», а пунктирными линиями — «дырочные» участки с разными знаками эффективной массы).

точке ЗБ, в соответствии с экспериментальными данными [1] для монокристалла $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ с длинноволновой сверхрешеткой в плоскости слоев (вдоль диагонали Г-Y).

4. Как известно, в электронном спектре монокристаллов $YBa_2Cu_3O_7$ (123) и $YBa_2Cu_4O_8$ (124) без доменов двойникования наряду с цилиндрическими листами ПФ в окрестности S-точек ЗБ, которые соответствуют электронным состояниям в $2D$ слоях CuO_2, имеются также уплощенные листы ПФ, соответствующие широкой одномерной ($1D$) зоне с низкой ПС в упорядоченных (вдоль оси b) цепочках CuO. Благодаря сильной гибридизации $2D$ зоны с $1D$ зоной анизотропная СП щель в слоях CuO_2 в направлении Г-Y на седловых участках в окрестности X-точек ЗБ, эквивалентных M-точкам для Bi(2212), должна быть сильно подавлена, т.е. $|\Delta_{\Gamma-Y}| \ll |\Delta_{\Gamma-X}|$. Кроме того, из-за сравнительно низкой ПС на цилиндрических листах ПФ в направлениях Г-S, эквивалентных направлениям Г-X и Г-Y в ЗБ монокристалла $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$, щель $|\Delta_{\Gamma-S}| \ll |\Delta_{\Gamma-X}|$ — щели на седловых участках с высокой ПС в окрестности Y-точек ЗБ [11,18]. Поэтому в дальнейшем при рассмотрении СП состояния в Y(123) и Y(124) для простоты будем учитывать только максимальную составляющую щели $\Delta_2 \equiv |\Delta_{\Gamma-X}|$ в $2D$ слоях CuO_2, а также щель $\Delta_1 \equiv |\Delta_{\Gamma-Y}|$ в $1D$ цепочках CuO_2.

При учете процессов туннелирования куперовских пар между слоями и цепочками (эффект близости) система уравнений для параметров Δ_1 и Δ_2 формально совпадает с уравнениями (8) и (9), но функция $L_2(\Delta_2)$ благодаря квазиодномерности электронного спектра на седловых участках $2D$ зон вблизи Y-точек так же, как и $L_1(\Delta_1)$, имеет корневую особенность: $L_2 \approx (E_{F2}/|\Delta_2|)^{1/2}$. Предполагая, что основное межэлектронное притяжение за счет ЭФВ и ЭПВ сосредоточено в $2D$ слоях CuO_2 ($\tilde{\lambda}_{22} > 0$), тогда как в $1D$ цепочках CuO и во взаимодействии между слоями и цепочками преобладает слабо экранированное кулоновское отталкивание ($\tilde{\lambda}_{11} < 0$ и $\tilde{\lambda}_{12} < 0$), при условии $\tilde{\lambda}_{22} \gg |\tilde{\lambda}_{12}|$ получаем (ср. с (11))

$$\Delta_2 \approx E_{F2}\,\tilde{\lambda}_{22}^2\,;$$
$$\Delta_1\left[1 + |\tilde{\lambda}_{11}|\sqrt{E_{F1}/|\Delta_1|}\,\right] \approx -\Delta_2\frac{|\tilde{\lambda}_{12}|}{\tilde{\lambda}_{22}}\,. \qquad (12)$$

Отсюда следует, что знаки (фазы) параметров СП щели в $2D$ слоях и в $1D$ цепочках противоположны (см. также [4]), а величина индуцированной щели $|\Delta_1|$ в цепочках определяется выражением

$$|\Delta_1| \approx E_{F1}\left[\sqrt{\frac{\tilde{\lambda}_{11}^2}{4} + \frac{\tilde{\lambda}_{12}}{\tilde{\lambda}_{22}}\frac{\Delta_2}{E_{F1}}} - \frac{|\tilde{\lambda}_{11}|}{2}\right]^2. \qquad (13)$$

5. Таким образом, гибридизация широкой и узкой $2D$ зон при определенном положении УФ приводит к сложной многолепестковой структуре параметра СП щели $\Delta(\theta)$ в монокристалле Bi(2212), показанной на рис. 3, что соответствует экспериментальным данным [1] при учете дополнительной анизотропии, связанной с наблюдавшейся в [1] сверхрешеткой в направлении одной из диагоналей ЗБ. Следует подчеркнуть, что такая симметрия $\Delta(\theta)$ является отражением более тонкой структуры наблюдавшейся ранее [2,3] анизотропии модуля СП щели типа «бабочка» (см. [4]) и не согласуется с моделью d-волнового куперовского спаривания [8–10], которая предполагает разные знаки «лепестков» $\Delta(\theta)$ во взаимно перпендикулярных направлениях Г-M и нулевые значения щели в направлениях Г-X и Г-Y.

В отличие от этого, предложенная в данной работе модель предсказывает одинаковые знаки для «лепестков» СП щели, расположенных во взаимно перпендикулярных симметричных направлениях ЗБ, и разные знаки для соседних «лепестков». Это означает, что в замкнутом СП контуре, состоящем

из обычного сверхпроводника (Pb) и слоистого монокристалла Bi(2212) с туннельными джозефсоновскими контактами на торцевых гранях, параллельных осям a и b, не должен наблюдаться дополнительный сдвиг фазы на π, в отличие от интерференционных экспериментов [12–14] на монокристаллах Y(123). В последнем случае, как отмечалось в [4] (см. также [23]), сдвиг фаз может быть связан не с d-спариванием, а с разными знаками параметров щели в $2D$ слоях CuO_2 и в $1D$ цепочках CuO. С другой стороны, если бы в монокристалле Bi(2212) один из контактов можно было бы расположить под углом $\pi/4$ к осям a и b, то, благодаря разным знакам «лепестков» параметра щели в направлениях Γ-M и Γ-X, можно было бы наблюдать сдвиг фаз джозефсоновских токов на π.

Работа выполнена благодаря финансовой поддержке Международного научного фонда (грант UBL000-200) и Государственного комитета Украины по науке и технологиям (проекты «Плазмон» и «Кулон»).

1. H. Ding, J. C. Campusano, A. F. Bellman, T. Yokoya, M. R. Norman, M. Panderia, T. Takahashi, H. Katayama-Yoshida, T. Machiki, K. Kadowaki, and G. Jennings, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2784 (1995).
2. R. J. Kelly, Jian Ma, C. Quitmann, G. Margaritondo, and M. Onellion, *Phys. Rev.* **B50**, 590 (1994).
3. R. J. Kelly, Jian Ma, G. Margaritondo, and M. Onellion, in: *Proc. of the 4th Int. Conf. M^2S HTSC*, Grenoble (France) (1994), p. 268.
4. Э. А. Пашицкий, *Письма в ЖЭТФ* **61**, 264 (1995).
5. G. Bilbro and W. J. McMillan, *Phys. Rev.* **B14**, 1887 (1976).
6. I. Nakayama, *J. Phys. Soc. Jpn.* **43**, 1533 (1977).
7. D. S. Dessau, Z.-X. Shen, D. M. King, D. S. Marshall, L. W. Lombardo, P. H. Dickinson, A. G. Loeser, J. DiCarlo, C.-H. Park, A. Kapitulnik, and W. E. Spicer, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2781 (1993).
8. A. J. Millis, H. Monien, and D. Pines, *Phys. Rev.* **B42**, 167 (1990).
9. P. Monthoux, A. V. Balatsky, and D. Pines, *Phys. Rev.* **B46**, 14803 (1992).
10. P. Monthoux and D. Pines, *Phys. Rev.* **B47**, 6069 (1993).
11. V. Gofron, J. C. Campusano, A. A. Abrikosov, M. Lindroos, A. Bansil, H. Ding, D. Koeling, and B. Dabrowsky, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 3302 (1994).
12. D. A. Wollman, D. J. Van Harlingen, W. C. Lee, D. M. Ginsberg, and A. J. Leggett, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2134 (1993).
13. S. S. Tsuei, J. R. Kirtley, C. C. Chi, Lock See Yu-Jahnes, A. Gupta, T. Shaw, J. Z. Sem, and M. B. Ketchen, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 593 (1994).
14. I. Iguchi and Z. Wan, *Phys. Rev.* **B49**, 12388 (1994).
15. J. Yu, S. Massida, and A. J. Freeman, *Physica* **C152**, 273 (1988).
16. H. Kamimura and M. Eto, *J. Phys. Soc. Jpn.* **59**, 3053 (1990).
17. T. Schimizu and H. Kamimura, *J. Phys. Soc. Jpn.* **59**, 3691 (1990).
18. A. A. Abrikosov, J. C. Campuzano, and K. Gofron, *Physica* **C214**, 73 (1993).
19. D. M. King, Z.-X. Shen, and D. S. Dessau, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 3298 (1994).
20. Y. Kubo, *Phys. Rev.* **B50**, 3181 (1994).
21. А. М. Габович, Э. А. Пашицкий, А. С. Шпигель, *ЖЭТФ* **77**, 1157 (1979).
22. Э. А. Пашицкий, *ЖЭТФ* **103**, 867 (1993); *ФНТ* **19**, 140, (1993); там же **19**, 355 (1993).
23. A. A. Golubov and I. I. Mazin, *Physica* **C243**, 153 (1995).

Anisotropic multi-petal structure of the gap parameter in high-temperature superconductors as a result of strong anisotropy of the band structure

E. A. Pashitskii, V. I. Pentegov, and A. V. Semenov

It is shown, that the observed in [1] asymmetric multi-petal structure of the anisotropic superconducting gap parameter in the plane of the CuO_2 layers in single crystal $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ may be a result of superposition of two effects: the hybridization of the broad and narrow $2D$ bands, which leads to the saddle anomalies in the dispersion law, on the one hand, and to the formation of superlattice and dielectric pseudo-gap along one of the diagonals of the primitive cell, on the other hand. A simple two-component model is proposed for the description of the gap anisotropy, which predicts a change of the sign of the gap parameter with the change of the direction in the Brillouine zone, which is not associated with the d-wave type of the Cooper pairing. We discuss the possibility of observation of the phase shift of the Josephson currents in the interference tunnel experiments on the single crystals of $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$.