

Сверхпроводимость в гомологических рядах купратов: межслоевая диэлектрическая связь сверхпроводящих пар

В. И. Белявский¹⁾, Ю. В. Копаев, Н. Н. Туан*²⁾

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

*Государственный педагогический университет, 394043 Воронеж, Россия

Поступила в редакцию 11 апреля 2008 г.

В многослойном купратном соединении межслоевой диэлектрический порядок связывает сверхпроводящие конденсаты соседних плоскостей и обеспечивает существенное увеличение температуры сверхпроводящего перехода T_n с ростом числа n медно-кислородных плоскостей. Уменьшение T_n при $n > 3$ связано с нарушением межслоевого нестинга и подавлением межслоевого диэлектрического порядка из-за несовпадения контуров Ферми соседних плоскостей с разными уровнями допирования.

PACS: 78.47.+p, 78.66.–w

В гомологических рядах купратных соединений оптимальная температура $T_c(n) \equiv T_n$ сверхпроводящего (SC) перехода как функция числа медно-кислородных плоскостей в элементарной ячейке достигает максимума при $n = 3$, а затем уменьшается [1, 2] из-за неодинакового допирования плоскостей в элементарной ячейке при $n > 2$ [3]. Заметный рост T_n при $n \leq 3$ не может быть объяснен слабой туннельной связью соседних плоскостей [4]: взаимодействие, устанавливающее связь между параметрами SC порядка в соседних плоскостях, должно быть сопоставимым по величине с тем взаимодействием, которое формирует SC порядок в плоскостях. В [5] эффективная константа связи между соседними плоскостями введена феноменологически в предположении, что она, как и константа связи для внутрислоевого SC спаривания, определяется экранированным кулоновским взаимодействием.

Это взаимодействие приводит и к диэлектрическому (D) спариванию, которое может связывать электрон и дырку как в одной и той же, так и в разных плоскостях. Если сверхпроводимость возникает при конкуренции SC и D состояний, межслоевое D спаривание связывает SC порядок в разных плоскостях независимо от туннелирования. В настоящей работе возрастание T_n при небольших n объясняется межслоевой D связью SC пар в соседних плоскостях.

При низком допировании носители распределяются в малых карманах с центрами в серединах сторон магнитной зоны Бриллюэна родительского соединения [6]. Первой магнитной зоне принадлежат глав-

ные зоны карманов с бóльшим спектральным весом, а второй – теневые зоны с существенно меньшим весом. Закон дисперсии $\epsilon(\mathbf{p})$ уже не проявляет нестинга $\epsilon(\mathbf{p}) = -\epsilon(\mathbf{p} + \mathbf{Q}_\pi)$ “затравочного” закона дисперсии при $\mathbf{Q}_\pi = (\pi, \pi)$, не учитывающего спиновое антиферромагнитное (AF) упорядочение. Расширение карманов с допированием, сопровождающееся угасанием теневых зон, приводит к замкнутому FC [7] с восстановлением нестинга на конечных его участках при некотором импульсе $\mathbf{Q} \neq \mathbf{Q}_\pi$, что изменяет условия D спаривания в плоскостях.

Пусть $i = 1, 2, \dots, n$ есть номер плоскости с z -координатой z_i в элементарной ячейке. Матричный элемент кулоновского взаимодействия, зависящего только от расстояния r_{ij} между частицами, в пренебрежении туннельными переходами записывается как

$$U_{ij,i'j'}(\kappa) = S^{-1} \delta_{i'i} \delta_{j'j} \delta_{\mathbf{K}} \int U(r_{ij}) e^{-i\kappa \rho} d^2 \rho, \quad (1)$$

где S – нормировочная площадь, ρ – двумерный радиус-вектор относительного движения пары частиц с импульсом $\mathbf{K} = \mathbf{p} + \mathbf{p}' = \mathbf{p}'' + \mathbf{p}'''$ параллельно медно-кислородной плоскости, $\kappa = \mathbf{p} - \mathbf{p}''' = \mathbf{p}'' - \mathbf{p}'$ – вектор передачи импульса при рассеянии, символ $\delta_{\mathbf{K}}$ указывает на сохранение \mathbf{K} . Взаимодействие (1) соответствует рождению и уничтожению пар частиц в разных плоскостях ($i \neq j$) или в одной и той же плоскости ($i = j$).

При $n = 2$ отличны от нуля элементы $U_{11,11}$, $U_{22,22}$ и $U_{12,12}$. Уничтожению пары частиц в плоскости 2 и рождению пары в плоскости 1 соответствует элемент $U_{11,22}$, равный нулю в отсутствие туннельных переходов.

¹⁾e-mail: vib45@mail.ru

²⁾Nguyen Ngoc Tuan.

Оценка интеграла в (1) для экранированного кулоновского потенциала с длиной экранирования k_0^{-1} приводит к

$$U_{ij}(\kappa) \equiv \int U(r_{ij}) e^{i\kappa\rho} d^2\rho = 2\pi e^2 \frac{e^{-|z_i - z_j| \sqrt{\kappa^2 + k_0^2}}}{\sqrt{\kappa^2 + k_0^2}}, \quad (2)$$

откуда видно, что при $k_0^{-1} \gtrsim a$, где a – расстояние между соседними плоскостями, межслоевое спаривание связывает частицы лишь в соседних плоскостях.

Определим аномальное среднее при SC спаривании с импульсом \mathbf{K} как

$$\lambda_{ij}(\mathbf{k}) = \langle \hat{c}_{\mathbf{K}/2 - \mathbf{k}j\downarrow} \hat{c}_{\mathbf{K}/2 + \mathbf{k}i\uparrow} \rangle \quad (3)$$

и введем параметры порядка, соответствующие внутрислоевому ($i = j$) и межслоевому ($i \neq j$) спариванию,

$$\Delta_{ij}(\mathbf{k}) = \sum_{(\mathbf{k}')} \lambda_{ij}(\mathbf{k}') U_{ij}(\mathbf{k}' - \mathbf{k}). \quad (4)$$

Здесь \mathbf{k} – импульс относительного движения пары, одна из частиц пары до и после рассеяния находится в плоскости i , а другая – в плоскости j , $\hat{c}_{\mathbf{p}i\sigma}$ – оператор уничтожения частицы с импульсом \mathbf{p} и спином $\sigma = \uparrow, \downarrow$ в i -й плоскости.

Введем индекс $\alpha \equiv (\mathbf{k}_{\pm} i \sigma)$, где $\mathbf{k}_{\pm} = \mathbf{K}/2 \pm \mathbf{k}$, включающий все квантовые числа частицы. В системе n плоскостей, $1 \leq \alpha \leq 4n$, нечетным α соответствуют импульсы \mathbf{k}_{+} , $-\mathbf{k}_{-}$ и спин \uparrow , четным – импульсы \mathbf{k}_{-} , $-\mathbf{k}_{+}$ и спин \downarrow . Частицы с импульсами \mathbf{k}_{\pm} ($-\mathbf{k}_{\mp}$) формируют пары с импульсом \mathbf{K} ($-\mathbf{K}$), куперовские пары с нулевым импульсом образуют частицы с импульсами $\pm \mathbf{k}_{+}$ и $\pm \mathbf{k}_{-}$. При возрастании α от 1 до $4n$ индекс i изменяется от 1 до n (каждому i соответствует четыре значения α).

Переобозначим операторы уничтожения частиц в каждой плоскости: $\hat{c}_{\pm \mathbf{k}_{+} i \uparrow} \equiv \hat{a}_{\alpha}$, $\hat{c}_{\pm \mathbf{k}_{-} i \downarrow} \equiv \hat{a}_{\alpha}^{\dagger}$ (индекс α соответствует данному i) и запишем гамильтониан среднего поля как

$$\hat{H} = \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{k}} \sum_{\alpha, \beta=1}^{4n} \hat{a}_{\alpha}^{\dagger} A_{\alpha\beta} \hat{a}_{\beta}. \quad (5)$$

Эрмитова матрица $A_{\alpha\beta}$ порядка $4n \times 4n$ состоит из блоков порядка 4×4 для каждой из плоскостей. На диагонали матрицы располагаются кинетические энергии $\pm \varepsilon_i(\mathbf{p})$ частиц и дырок в i -й плоскости.

Из операторов базиса представления гамильтониана (6) можно составить электронно-дырочные пары [8], соответствующие синглетному D спариванию в одной плоскости с параметрами порядка D_{ii} и в разных плоскостях с параметрами порядка D_{ij} при $i \neq j$.

При спаривающем экранированном кулоновском взаимодействии можно учитывать D спаривание только внутри плоскости и между ближайшими соседними плоскостями. Согласованная с экспериментом форма FC уже предполагает состоявшимся D спаривание в плоскостях, что позволяет ограничиться рассмотрением только межслоевого D спаривания.

Энергетическая щель $2D_i$, возникающая при D упорядочении i -й плоскости, выживает при слабом допировании и приводит к плотности состояний в области заполнения

$$g_i(\varepsilon_i) = g_0 \frac{\varepsilon_i}{\sqrt{\varepsilon_i^2 - D_i^2}}, \quad (6)$$

где g_0 – плотность состояний, соответствующая “затравочному” закону дисперсии $\varepsilon(\mathbf{p})$. Носители, дающие начало сверхпроводимости, появляются в результате допирования при заполнении состояний в карманах над или под щелью. Из-за особенности плотности состояний у краев щели имеет место увеличение эффективной константы связи. Отметим, что при предельно слабом допировании щель D_i связана с триплетным AF порядком в виде волны спиновой плотности (SDW), быстро убывающим с ростом концентрации носителей. При этом конкуренция SDW с синглетным орбитальным AF упорядочением в виде волны плотности тока заряда (CCDW) с d -волновым параметром порядка (DDW) может завершиться в пользу последнего, который, как предполагается в [9], соответствует “скрытому” порядку псевдощелевого состояния купратов. Поэтому функция (6), не учитывающая то, что параметр DDW порядка имеет четыре нуля в антинодальных точках FC, лишь качественно отражает поведение плотности состояний.

Взаимодействие (1) не допускает рассеяния частицы с ее выходом в соседнюю плоскость. Поэтому пара электронов (дырок), принадлежащих SC конденсату с внутрислоевым параметром порядка Δ_{11} в одной плоскости в результате рассеяния переходит в пару в той же плоскости, как показано на рис. 1а для двухслойной системы. Межслоевому SC спариванию с параметром порядка Δ_{12} соответствует конденсат таких пар электронов (дырок), когда частицы, составляющие пару, принадлежат разным плоскостям, рассеиваясь каждая в своей плоскости (рис.1б). Пары электронов (дырок) с рассеянием в одной плоскости и пары дырок (электронов), рассеивающихся в другой плоскости, соответствуют параметрам SC порядка Δ_{11} и Δ_{22} , связанным электрон-дырочным спариванием с параметром порядка D (рис.1с).

Межслоевое SC спаривание формируется взаимодействием, более слабым по сравнению с внутрисло-

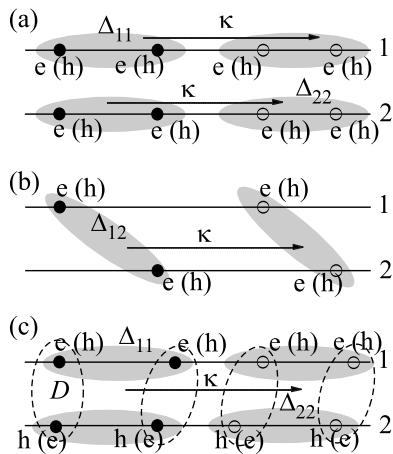


Рис. 1. Рассеяние SC пар (затенены) с передачей 2D импульса κ в двухслойной системе (цифры справа – номера плоскостей) без тунnelирования электронов (e) и дырок (h) между плоскостями: (а) внутрислойной SC порядок Δ_{11} и Δ_{22} при рассеянии пар в одной и той же плоскости; (б) межслойной SC порядок Δ_{12} , соответствующий частицам пары в разных плоскостях при рассеянии каждой из частиц в своей плоскости; (в) связь SC порядка в первой и второй плоскостях при межслойном электрон-дырочном спаривании D (показано штриховой линией)

евым спариванием. Поэтому при $T \lesssim T_c$ межслойной SC порядок наводится внутрислойной сверхпроводимостью, и в уравнениях, определяющих T_c , можно опустить параметры межслойной SC порядка.

Гамильтониан (5) диагонализуеться унитарным преобразованием $u_{\alpha\lambda}$ [8], которое связывает операторы \hat{a}_α с новыми фермиевскими операторами \hat{b}_λ ,

$$\hat{a}_\alpha = \sum_{\lambda=1}^{4n} u_{\alpha\lambda} \hat{b}_\lambda, \quad (7)$$

имеющими смысл операторов рождения и уничтожения квазичастиц:

$$\hat{\beta}_1 = \hat{b}_1, \hat{\beta}_2^\dagger = \hat{b}_2, \dots, \hat{\beta}_{4n-1} = \hat{b}_{4n-1}, \hat{\beta}_{4n}^\dagger = \hat{b}_{4n}. \quad (8)$$

Система уравнений

$$\sum_{\beta=1}^{4n} (A_{\alpha\beta} - E_\lambda \delta_{\alpha\beta}) u_{\beta\lambda} = 0 \quad (9)$$

определяет энергетический спектр $E_\lambda \equiv E_\lambda(\mathbf{k})$ и элементы матрицы $u_{\alpha\lambda}$ как функции импульса, где λ нумерует собственные значения матрицы $A_{\alpha\beta}$.

При $n = 2$ матрица $A_{\alpha\beta}$ порядка 8×8 , учитывающая симметрию структуры, переобозначением строк и столбцов приводится к блочно-диагональному виду с двумя одинаковыми блоками порядка 4×4 :

$$A'_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} \varepsilon & \Delta & D^* & 0 \\ \Delta^* & -\varepsilon & 0 & -D \\ D & 0 & \varepsilon & \Delta \\ 0 & -D^* & \Delta^* & -\varepsilon \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Здесь учтено, что в окрестности FC в виде малых карманов $\varepsilon_2 = \varepsilon_1 \equiv \varepsilon$. Из соображений симметрии следует $\Delta_{11} = \Delta e^{-i\alpha/2}$, $\Delta_{22} = \Delta e^{i\alpha/2}$, где Δ – вещественная функция импульса, α – относительная фаза SC параметров порядка в соседних плоскостях. Обозначим $D_{12} = D e^{i\beta/2}$, где D – вещественная функция импульса, β – фаза межслойного D параметра порядка. Вещественный ($\beta = 0$) и чисто мнимый ($\beta = \pi$) параметры порядка D_{12} могут быть отнесены к волнам плотности заряда и тока заряда, соответственно.

Диагонализация матрицы (10) приводит к четырем ($\lambda = 1, 2, 3, 4$) ветвям спектра квазичастиц

$$E_\lambda = \pm \sqrt{\varepsilon^2 + D^2 + \Delta^2 \pm 2D\Delta |\sin[(\alpha - \beta)/2]|}. \quad (11)$$

При $\alpha = \beta$ двухщелевой спектр (11) вырождается в спектр с единственной щелью $\sqrt{D^2 + \Delta^2}$. Элементы матрицы унитарного преобразования $u_{\alpha\lambda}$ находятся из системы уравнений (9), после чего (4) превращается в систему уравнений самосогласования для SC параметров порядка в плоскостях. При $n = 2$ два уравнения для Δ_{11} и Δ_{22} с точностью до фазового множителя сводятся к одному, которое при $\beta = \pi$, $\alpha = 0$ или $\beta = 0$, $\alpha = \pi$ принимает вид

$$\Delta = -\frac{1}{4} \sum_{n=0}^2 \sum_{\mathbf{k}'} U_{11} \frac{E'_n}{E_n} \text{th} \frac{E_n}{2T}, \quad (12)$$

где $E_n = \sqrt{\varepsilon^2 + [D + (-1)^n \Delta]^2}$, $E'_n = \Delta + (-1)^n D$. При $\beta = \alpha = 0$ или $\beta = \alpha = \pi$ уравнение самосогласования упрощается:

$$\Delta = -\frac{1}{2} \sum_{\mathbf{k}'} U_{11} \frac{\Delta}{E} \text{th} \frac{E}{2T}, \quad (13)$$

где $E = \sqrt{\varepsilon^2 + D^2 + \Delta^2}$. Уравнения (12) и (13) определяют SC параметр порядка при температурах, близких к температуре SC перехода T_2 , которая находится из (12) или (13), если в них положить $\Delta \rightarrow 0$.

Нетривиальным решением уравнения самосогласования при спаривающем отталкивании $U_{11}(\mathbf{k})$ является знакопеременная в своей области определения (с характерным энергетическим масштабом ε_0) функция $\Delta(\mathbf{k})$, амплитуда которой экспоненциально зависит от некоторой константы связи w [10]. Величина w может быть выражена через средние значения экранированного кулоновского потенциала в областях импульсного пространства, где решение $\Delta(\mathbf{k})$

уравнения самосогласования, локализованное в относительно малой окрестности FC [11], сохраняет постоянный знак. В линейное однородное интегральное уравнение для T_n , вытекающее при $\Delta(\mathbf{k}) \rightarrow 0$ из уравнения самосогласования, входит функция $D^2(\mathbf{k})$. Если эту функцию заменить ее усредненным по импульсам значением $D^2 = \text{const}$, то в уравнении для T_n можно сделать замену

$$\sum_{\mathbf{k}'} U_{11}(\mathbf{k} - \mathbf{k}') F(\varepsilon(\mathbf{k}')) \rightarrow -2gw \int_0^{\varepsilon_0} F(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (14)$$

где g – плотность состояний (6) на уровне Ферми μ , F – функция в правой части (12) или (13), зависящая только от энергии частицы.

Уравнения для T_2 , следующие из (12) и (13), хотя и отличаются друг от друга, приводят к качественно одному и тому же результату, поэтому можно ограничиться рассмотрением более простого уравнения, следующего из (13):

$$\frac{1}{gw} = \int_0^{\varepsilon_0} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon^2 + D^2}} \text{th} \frac{\sqrt{\varepsilon^2 + D^2}}{2T_2} d\varepsilon. \quad (15)$$

Если при $n = 1$ положение края D зоны определяется внутрислоевым спариванием, $D_i = |D_{11}|$, то при $n = 2$ щель в плотности состояний (6) увеличивается за счет межслоевого спаривания, $D_i \rightarrow \sqrt{|D_{11}|^2 + D^2}$. Уравнение (15) приводится к виду

$$\frac{1}{g_0 w} \sqrt{1 - \frac{|D_{11}|^2 + D^2}{\mu^2}} = \int_0^{\varepsilon_0} \frac{1}{\varepsilon} \text{th} \frac{\varepsilon}{2T_2} d\varepsilon - \int_0^{\infty} \left[\frac{1}{\varepsilon} \text{th} \frac{\varepsilon}{2T_2} - \frac{1}{\sqrt{\varepsilon^2 + D^2}} \text{th} \frac{\sqrt{\varepsilon^2 + D^2}}{2T_2} \right] d\varepsilon. \quad (16)$$

Первый интеграл равен $\ln(2\gamma\varepsilon_0/\pi T_2)$, где γ – постоянная Эйлера, во втором, при условии $\varepsilon_0/T_2 \gg 1$, верхний предел распространён до бесконечности [12]. При $D = 0$ левая часть (16), равная $\ln(2\gamma\varepsilon_0/\pi T_1)$, определяет температуру SC перехода T_1 при $n = 1$, соответствующую эффективной константе связи $w_1 = w(1 - |D_{11}|^2/\mu^2)^{-1/2}$, которая определяет внутрислоевое SC спаривание. Отметим, что $w_1 > w$ при $D_{11} \neq 0$. Если $D/\mu \ll 1$ и $D/T_1 \ll 1$, второй интеграл оценивается как [12] $7\zeta(3)D^2/8\pi^2 T_2^2$, и уравнение (16) принимает вид

$$\ln x + b/x^2 = a, \quad (17)$$

где $x = T_2/T_1$, а положительные константы a и b определяются как

$$a = \frac{D^2}{2g_0 w \mu} \frac{1}{\sqrt{\mu^2 - |D_{11}|^2}}, \quad b = \frac{7\zeta(3)}{8\pi^2} \frac{D^2}{T_1^2}. \quad (18)$$

Уравнение (17) имеет два решения, x_1 и x_2 , при условии, что $\ln(1/2b) > (1-2a)$, когда минимум функции $f(x) = \ln x + b/x^2$ не превышает a , как видно из рис.2. При $a \rightarrow 0, b \rightarrow 0$ большее решение $x_2 \rightarrow 1$, тогда как меньшее $x_1 \rightarrow 0$.

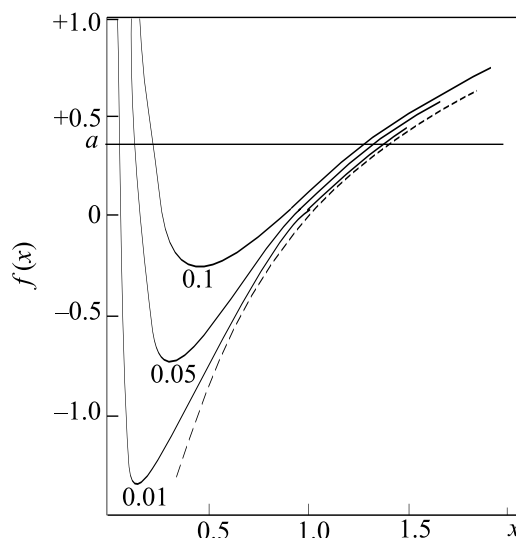


Рис.2. Графическая иллюстрация решений уравнения (17) для $b = 0.01, 0.05, 0.1$. Штриховой линией представлен график $\ln x$

При $D/T_1 \ll 1$ коэффициент $b \ll 1$, при $D \ll \sqrt{\mu^2 - |D_{11}|^2}$ мал и коэффициент a . Если $D \rightarrow 0$, то очевидным решением уравнения (17) является $x = 1$, то есть $T_2 = T_1$. При $a \rightarrow 0, b \rightarrow 0$ приближенное решение уравнения (17) имеет вид $x \simeq 1 + a - b$, то есть $T_2 > T_1$, если $a > b$. Это условие, не зависящее от межслоевого диэлектрического спаривания, аналогично полученному в двухзонной модели полуметалла [13] и удовлетворяется в достаточно широком интервале концентраций носителей.

Диэлектрическое спаривание, благодаря перераспределению спектрального веса между D и SC каналами, способствует подавлению сверхпроводимости. Однако диэлектризация плоскостей, изменяющая характер спектра квазичастиц, приводит к тому, что избыточные носители, вводимые при допировании, попадают в область высокой плотности состояний, увеличивая таким образом эффективную константу связи в SC канале.

При малом b коэффициент a может быть и не малым из-за корневой множителя в знаменателе. Поскольку вблизи $x = 1$ функция $f(x)$ при $b \ll 1$ мало отличается от $\ln x$, температуру перехода в двухслойной системе можно оценить как $T_2 = T_1 e^a$, откуда следует, что при слабом допировании температура T_2 , которая определяется эффективной константой связи

$$w_2 \simeq w_1[1 + D^2/2(\mu^2 - |D_{11}|^2)], \quad (19)$$

может заметно превышать T_1 . С увеличением уровня допирования растет сверхтекучая плотность, что способствует повышению T_2 . Однако из-за возрастания химического потенциала при увеличении концентрации носителей уменьшается эффективная константа связи (19), что в конечном итоге приводит к понижению T_2 . Таким образом, максимум T_2 достигается при некотором оптимальном уровне допирования, который соответствует достаточно малому значению разности $\mu^2 - |D_{11}|^2$.

Межслоевой порядок (как D, так и SC) определяется спаривающим взаимодействием U_{12} , экспоненциально ослабленным (2) по сравнению с взаимодействием U_{11} , приводящим к спариванию, которое устанавливает порядок внутри плоскости. Поэтому в системе с n плоскостями ($n > 2$) межслоевым D спариванием оказываются связанными только ближайшие соседние плоскости, причем две внешние плоскости имеют по одной, а все внутренние – по две соседние плоскости. В таком случае при одинаковом допировании плоскостей эффективная константа связи w_n и соответствующая температура SC перехода T_n должны монотонно возрастать с n с выходом на насыщение при $n \rightarrow \infty$, что соответствует уменьшению удельного веса внешних плоскостей.

Наблюдаемое уменьшение T_n при $n > 3$ в гомологических рядах купратов связано с различием уровней допирования плоскостей в элементарной ячейке, что приводит к увеличению электростатической энергии [4] и существенно уменьшает параметр межслоевого D порядка из-за несовпадения контуров Ферми в соседних плоскостях.

Система уравнений самосогласования, определяющая при заданном D упорядочении параметры Δ_{11} и Δ_{12} , имеет вид

$$\Delta_{1j} = -\frac{1}{4} \sum_{\mathbf{k}'} U_{1j} \left\{ \frac{\Delta_+}{E_+} \text{th} \frac{E_+}{2T} + (-1)^j \frac{\Delta_-}{E_-} \text{th} \frac{E_-}{2T} \right\}, \quad (20)$$

где $E_{\pm} = \sqrt{\varepsilon^2 + D^2 + (\Delta_{12} \pm \Delta_{11})^2}$, $\Delta_{\pm} = \Delta_{12} \pm \Delta_{11}$, $j = 1, 2$. Правые части уравнений этой системы как функции двух параметров щели $\sqrt{D^2 + (\Delta_{12} \pm \Delta_{11})^2}$ имеют логарифмические особенности, а при $T \rightarrow T_2$, когда $\Delta_{11} \rightarrow 0$, $\Delta_{12} \rightarrow 0$, система (20) вырождается в независимые уравнения для Δ_{11} и Δ_{12} , определяющие температуры T_2 и $T_2' < T_2$, соответственно. Таким образом, при $T < T_2'$ в двухслойной системе устанавливается трехмерный анизотропный SC порядок.

В системах с $n > 2$ неоднородность допирования нарушает межслоевой зеркальный нестинг, $\varepsilon_i(\mathbf{k}_+) \neq$

$\varepsilon_j(\mathbf{k}_-)$, для SC пар с любым импульсом, образованных частицами в плоскостях i и $j \neq i$. Это неравенство, аналогичное снятию вырождения по спину в сверхпроводниках со слабым ферромагнитным упорядочением [14], устраняет логарифмические сингулярности в некоторых уравнениях соответствующей системы уравнений самосогласования: логарифм обрезается на нижнем пределе с масштабом обрезания тем большим, чем больше разность уровней допирования соседних плоскостей [5]. Соответственно, уменьшается и температура T_n' перехода в трехмерное анизотропное SC состояние. Поскольку $T_n' < T_n$, межслоевое SC спаривание в отсутствие туннелирования между плоскостями не оказывает влияния на температуру SC перехода.

Заметим, что обсуждаемая закономерность $T_c(n)$ наблюдается и в системах с большими значениями n (например, в висмутовых купратах вплоть до $n = 8$), получаемых методом молекулярно-лучевой эпитаксии [15].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты # 06-02-17186-а, # 08-02-00490-а).

1. B. A. Scott, E. Y. Suard, C. C. Tsuei et al., *Physica C* **230**, 239 (1994).
2. I. G. Kuzemskaya, A. L. Kuzemsky, and A. A. Cheglakov, *J. Low-Temp. Phys.* **118**, 147 (2000).
3. A. Trokiner, L. Le Noc, J. Schneek et al., *Phys. Rev. B* **44**, 2426 (1991).
4. S. Chakravarty, H.-Y. Kee, and K. Völker, *Nature* **428**, 53 (2004).
5. В. И. Белявский, Ю. В. Копаев, *Письма в ЖЭТФ* **83**, 606 (2006).
6. A. Damascelli, Z. Hussain, and Z.-X. Shen, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 473 (2003).
7. Z.-X. Shen, W. E. Spicer, D. M. King et al., *Science* **267**, 343 (1995).
8. В. И. Белявский, Ю. В. Копаев, Нгуен Нгюк Туан, *ЖЭТФ* **132**, 831 (2007).
9. S. Chakravarty, R. B. Laughlin, D. K. Morr, and C. Nayak, *Phys. Rev. B* **63**, 094503 (2001).
10. V. I. Belyavsky, Yu. V. Kopaev, N. T. Nguyen, and Yu. N. Togushova, *Phys. Lett. A* **342**, 267 (2005).
11. В. И. Белявский, В. В. Капаев, Ю. В. Копаев, *Письма в ЖЭТФ* **86**, 462 (2007).
12. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Статистическая физика*, часть 2, М.: Физматгиз, 2001.
13. А. И. Русинов, До Чан Кат, Ю. В. Копаев, *ЖЭТФ* **65**, 1984 (1973).
14. А. А. Абрикосов, *Основы теории металлов*, М.: Наука, 1987.
15. G. Logvenov, I. Bazovic, *Physica C* **468**, 100 (2008).