

# Применение модели сверхпроводящего К-спаривания для интерпретации туннельных характеристик ВТСП купратов

Ю.В. Копаев,

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

В.М. Софронов

Московский Институт Электронной Техники (ТУ), 124489 Москва, Россия

Известно, что туннельные спектры ВТСП купратов обладают структурой “пик-провал-горб”, а также асимметричны относительно нулевого напряжения. Причина этих особенностей кроется в нетривиальной зависимости сверхпроводящей щели от импульса относительного движения сверхпроводящей пары. Предлагаемые для интерпретации экспериментальных кривых модели, в которых щель является функцией угла в Cu-O плоскости и/или энергии пары, не могут объяснить сразу две указанные особенности. В работе рассматривается модель сверхпроводящего спаривания с большим суммарным импульсом, показано, что рассчитанный в рамках этой модели спектр, обладает как структурой, так и асимметрией экспериментального. Установлено, что наличие провала и горба в спектре связано с тем, что сверхпроводящая щель, являясь функцией энергии относительного движения пары, также имеет особую угловую зависимость в плоскости a-b импульсного пространства при которой она обращается в ноль вдоль линии, несовпадающей с контуром Ферми. В свою очередь, асимметрия спектров является проявлением электронно-дырочной асимметрии, вызывающей сдвиг химического потенциала при сверхпроводящей конденсации.

Туннельная спектроскопия является прямым и одним из наиболее точных методов измерения плотности состояний квазичастиц. Именно туннельные характеристики содержат в себе ключевую информацию о сверхпроводящей щели и механизме сверхпроводящего спаривания. Несмотря на определенную сложность в приготовлении поверхности образца и туннельного перехода, точно установлено:

1) спектр сверхпроводящих купратов имеет форму “пик-провал-горб”: высокий пик проводимости плавно переходит в провал, расположенный при удвоенном напряжении положения пика;

2) спектр асимметричен относительно нулевого напряжения: пик, провал, горб симметрично расположены относительно нуля, однако их величина может быть различной.

Развиваемая в последние годы модель сверхпроводящего спаривания с большим суммарным импульсом  $\mathbf{K} \approx 2\mathbf{k}_F$  позволяет интерпретировать вышеперечисленные свойства туннельного спектра ВТСП купратов.

Купратные сверхпроводящие соединения обладают слоистой кристаллической структурой, ключевым структурным элементом которой являются проводящие Cu-O плоскости. Межплоскостное взаимодействие достаточно слабое, благодаря этому ВТСП купраты можно рассматривать как квазидвумерные электронные системы.

Фотоэмиссионная спектроскопия с угловым разрешением (ARPES) позволила определить, что контур Ферми (аналог поверхности Ферми в квазидвумерной системе) в допированных купратах имеет форму квадрата со скругленными углами. Причем протяженные участки контура Ферми располагаются в окрестности седловой точки дырочного закона дисперсии, где наблюдается сильная анизотропия эффективных масс. При этом энергию относительного движения пары приближенно можно записать в виде

$$\epsilon_r(\mathbf{K}, \mathbf{k}) \approx \frac{\hbar^2}{2m} (\nu k_1^2 - k_2^2), \quad (1)$$

здесь координатные оси направлены параллельно ( $\mathbf{k}_1$  - ось) и перпендикулярно ( $\mathbf{k}_2$  - ось) поверхности Ферми, а начало координат выбрано в точке  $\mathbf{K}/2$  (суммарный импульс пары направлен перпендикулярно поверхности Ферми).  $\nu$  - безразмерный параметр, равный отношению эффективных масс в направлении  $\mathbf{k}_2$  и  $\mathbf{k}_1$ ,  $\nu = m_2 / m_1$ .  $m \equiv m_2$ .

В отличие от спаривания с нулевым суммарным импульсом, спаривание с суммарным импульсом, отличным от нуля, существенно зависит от формы контура Ферми и требует выполнения условия нестинга, которое в нашем случае может быть названо условием зеркального нестинга [1]. Кроме того, на доступные для спаривания области импульсного пространства, накладываются определенные кинематические ограничения, связанные с тем, что частицы, образующие пару должны обе лежать либо внутри, либо вне контура Ферми. В работе [1] приведены примеры выполнения условия зеркального нестинга с образованием кинематически разрешенных областей различной формы, однако для определенности мы будем рассматривать случай, когда разрешенная область возникает вблизи рассмотренной седловой точки, т.е. в области с гиперболической метрикой, где энергия пары представима в виде (1), причем взаимодействие между частицами будем считать отталкивательным.

Как показано в работе [1], сверхпроводящая щель при  $\mathbf{K}$ -спаривании является знакопеременной

функцией импульса относительного движения пары,

$$\Delta_K(\mathbf{k}) = b(k_0^2 - k^2), \quad (2)$$

здесь  $b$  и  $k_0$  - параметры щели, определяющие ее масштаб и радиус окружности на которой параметр порядка обращается в ноль (линия нулей параметра порядка).

Факторы когерентности, как и в случае модели БКШ, записываются в виде

$$v_{Kk}^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\xi_{Kk}}{E_{Kk}}\right),$$

$$u_{Kk}^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\xi_{Kk}}{E_{Kk}}\right),$$

где энергия квазичастичных возмущений

$$E_{Kk} = \sqrt{\xi_{Kk}^2 + \Delta_{Kk}^2},$$

$\xi_{Kk}$  - энергия пары, отсчитываемая от химического потенциала. Однако в нашем случае энергия квазичастиц достигает минимума не при  $\xi_{Kk} = 0$ , а при некоторой энергии  $v(\varphi)$  ( $\varphi$  - угол в плоскости  $\mathbf{a}-\mathbf{b}$ ). При этом факторы когерентности не будут симметричны относительно новой энергии  $v(\varphi)$ , приводя к отличному от нуля среднему заряду квазичастиц [2]

$$Q_K = \frac{2}{N} \sum_k (u_{Kk}^2 - v_{Kk}^2) f(E_{Kk})$$

и асимметрии туннельных спектров. Здесь  $f(E_{Kk})$  - функция распределения Ферми.

В работе [3] для интерпретации наблюдаемой асимметрии туннельных характеристик, предполагалось, что параметр порядка является линейной функцией кинетической энергии дырки,

$$\Delta_k = a - d\xi_k$$

при этом, как и в случае  $\mathbf{K}$ -спаривания, проявляется электронно-дырочная асимметрия, вызванная наклоном сверхпроводящей щели. Однако такая зависимость не может объяснить наличие провала в экспериментально получаемой плотности состояний при обеих полярностях приложенного напряжения.

Сверхпроводящая щель (2) с учетом (1) легко представима в виде

$$\Delta_K(\xi, \varphi) = a(\varphi) - d(\varphi)\xi_K, \quad (3)$$

где  $a(\varphi)$  и  $d(\varphi)$  - коэффициенты, зависящие от угла  $\varphi$  в плоскости  $\mathbf{a}-\mathbf{b}$ .

Возникающая в случае  $\mathbf{K}$ -спаривания угловая зависимость коэффициентов  $a$  и  $d$  служит причиной структуры “пик-провал-горб” туннельных спектров купратов. Дело в том, что существование линии нулей параметра порядка приводит к возникновению горба или провала в самих функциях  $v_{Kk}^2$  и  $u_{Kk}^2$  при  $\mathbf{k} = \mathbf{k}_0$ . Кроме того, благодаря особой угловой зависимости коэффициентов щели

(3), линия нулей параметра порядка, четыре раза пересекая линию нулей энергии относительного движения пары  $\xi_{Kk}$  (парный контур Ферми), при разных углах принадлежит либо области где  $\xi_{Kk} > 0$ , либо где  $\xi_{Kk} < 0$ . Вследствие этого, при движении вдоль парного контура Ферми, пик функции  $v_{Kk}^2$  или  $u_{Kk}^2$  перетекает в провал или наоборот. Описанная особенность поведения факторов когерентности в импульсном пространстве отражается в структуре туннельных спектров.

Необходимо отметить работу [4] в которой по имеющейся экспериментальной кривой, принимая за безусловный факт  $d$ -тип симметрии параметра порядка, была восстановлена функция  $\Delta(E, \varphi) = \Delta(E) \cos(2\varphi)$ , где

$$\Delta(E) = \Delta_0 \left[ 1 - \frac{A_0 \delta_0^2}{(E \pm E_0)^2 + \delta_0^2} \right]. \quad (4)$$

Здесь  $A_0$ ,  $E_0$ ,  $\delta_0$ ,  $\Delta_0$  - произвольные параметры, которые подбираются так, чтобы теоретически полученная с помощью  $\Delta(E, \varphi)$  плотность состояний наилучшим образом соответствовала эксперименту. Нужно отметить, что энергетическая зависимость щели (4) не приводит к асимметрии туннельного спектра, однако хорошо описывает структуру “пик-провал-горб”. Как и в случае  $\mathbf{K}$ -спаривания, зависимость сверхпроводящей щели от энергии приводит к тому, что в выражении для туннельной плотности состояний не обращается в ноль слагаемое, содержащее производную параметра порядка по энергии  $E$ . Это слагаемое, исчезающее в случае обычного  $d$ -типа симметрии параметра порядка, при котором плотность состояний имеет только два симметрично расположенных пика, также служит причиной возникновения наблюдаемого провала в туннельных спектрах ВТСП купратов.

В заключении нужно сказать, что полученный в рамках модели сверхпроводящего спаривания с большим суммарным импульсом результат может служить доказательством того, что в ВТСП купратах преобладающим является механизм сверхпроводящего  $\mathbf{K}$ -спаривания.

1. В.И. Белявский, Ю.В. Копаев, В.М. Софронов, С. В. Шевцов, ЖЭТФ, т. 124, вып. 5(11), 2003.
2. J.E. Hirsch, cond-mat/0012517.
3. J.E. Hirsch, Phys. Rev. B. Vol. 59, N 18. (1999).
4. T. Cren, D. Roditchev, W. Sacks and J. Klein, cond-mat/0006044.