УДК 537.312

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЭКВИВАЛЕНТНЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СЛОЕВ. $s+d$-СПАРИВАНИЕ

Ю. М. Иванченко, А. Э. Филиппов

Рассмотрено взаимодействие слоев CuO_2 и цепочек CuO в высокотемпературном сверхпроводящем соединении $YBa_2Cu_3O_{6+x}$. Изучена возможность возникновения в этом веществе сверхпроводящего состояния со спариванием s- и d-типов одновременно. Проведено сравнение результатов с экспериментальными фактами, указывающими на наличие обоих вариантов спаривания в реальной керамике.

В последнее время появился ряд экспериментальных и теоретических работ, которые свидетельствуют в пользу возможности анизотропного спаривания (а именно d-спаривания) в высокотемпературном сверхпроводящем соединении $YBa_2Cu_3O_{6+x}$. К их числу, например, можно отнести наблюдение расщепления сверхпроводящего перехода [1, 2], которое, как показано в работе [3], может быть связано с d-спариванием сверхпроводящих электронов. Высокотемпературные сверхпроводники сделали флуктуационную область в окрестности фазового перехода доступной для экспериментального исследования (порядка нескольких градусов [4]). Измерения в этой области флуктуационной добавки к теплоемкости, индекса α и универсального амплитудного отношения C_+/C_- дали большую величину эффективного числа компонент $n_{эфф}$ параметра порядка $5 < n_{эфф} < 9$ [5, 6], что также свидетельствует в пользу анизотропного характера спаривания в таких системах. Так, например, с учетом анизотропии градиентных членов в свободной энергии при d-спаривании в тетрагональной системе величина $n_{эфф}$ может достигать $n_{эфф}=4\sqrt{2} > 5$, тогда как при s-спаривании (комплексный) параметр порядка двухкомпонентен [6].

В работе [7] приведены результаты рентгеновских измерений, демонстрирующие структурные изменения в $YBa_2Cu_3O_7$ при сверхпроводящем фазовом переходе, указывающие на аномалию орторомбического искажения $a-b$ при отсутствии ее у величин $(a+b)$ и объема элементарной ячейки. Такого рода эффект трудно объяснить при существенно анизотропном БКШ взаимодействии. Авторы работы [7] связывают его, в частности, с возможностью специфической интерференции между s и d волновыми электронными состояниями.

Наконец, измерение сдвига Найта на ионах Cu, принадлежащих CuO цепочкам и CuO_2 слоям (Cu (1) и Cu (2) соответственно), показало [8], что температурная зависимость спинового вклада в этот сдвиг в Cu (1) позициях следует функции Йосиды, как это и должно быть в БКШ модели, в то время как в Cu (2) позициях она имеет линейный вид, свидетельствующий о наличии нулей в сверхпроводящей щели, как при d-спаривании. Иначе говоря, эти эксперименты указывают на то, что сверхпроводимость керамики действительно имеет $s+d$-природу, причем различные типы спаривания могут реализовываться в различных кристаллических слоях.

Большинство теоретических работ, посвященных анализу механизма высокотемпературной сверхпроводимости в $YBa_2Cu_3O_{6+x}$, предполагает квазидвумерный характер спаривания электронов в CuO и CuO_2 слоях. Квазидвумерный характер взаимодействий в таких системах подтверждается в принципе и расчетами зонной структуры [9-11], которые дают очень слабую дисперсию зон вблизи уровня Ферми вдоль оси z. В то же время эксперименты по измерению верхнего критического поля или флуктуаций сопротивления [12, 13] не показывают кроссовера к двумерной сверхпроводимости. В частности, длина когерентности в направлении, перпендикулярном к слоям CuO, оценивается в $\xi_z=7$ Å, что существенно больше расстояния между ними $s\simeq 3.9$ Å. Последнее указывает на то, что взаимодействие между уровнями должно играть существенную роль в установлении сверхпроводимости в ВТСП керамике. Согласно модели джозефсоновски связанных слоев [14], переход к двумерной сверхпроводимости наступает, если $\xi_z=s/\sqrt{2}=2.8$ Å. Поэтому в слоистых керамиках такая связь между слоями представляется вполне естественной [15, 16]. Эффективный механизм для реализации такой связи, приводящий к повышению T_c, предложен в работах [17-19]. Он опирается на учет дисперсии вдоль оси z ближайшей к уровню Ферми валентной зоны. При этом существенным оказывается процесс, при котором пара электронов с импульсом $\mathbf{k}$, рассеиваясь на состояниях в этой зоне, возвращается обратно в зону проводимости с импульсом $\mathbf{k}'$. Этот процесс дает вклад в обобщенный гамильтониан взаимодействия БКШ вида

$$H_{\mathrm{I}}=\sum_{\substack{kk'q\\ ij}}\lambda_{ij}(\mathbf{k},\ \mathbf{k}')\,c^+_{i\uparrow\mathbf{k}}c^+_{i\uparrow\mathbf{q}-\mathbf{k}}c_{j\uparrow\mathbf{k}'}c_{j\downarrow\mathbf{q}-\mathbf{k}'},$$

где $c^+_{i\alpha k}$, $c_{i\alpha k}$ — операторы рождения и уничтожения электронов в слое i с импульсом $\mathbf{k}$ и спином α. При этом благодаря наличию дисперсии зоной энергии вдоль оси z возможными являются процессы, приводящие к переходу пары из одного сверхпроводящего слоя в другой, так что недиагональные компоненты матрицы λ_{ij} отличны от нуля. Можно, по-видимому, предложить и другие варианты процессов, дающих свой вклад в форму H_{I}. Мы, однако, не будем далее конкретизировать форму $\lambda_{ij}(\mathbf{k},\ \mathbf{k}')$, а посвятим настоящую работу выводу для данной формы H_{I} функционала Гинзбурга—Ландау и получению с его помощью термодинамических результатов для систем со спариванием s- и d-типов.

1. Вывод функционала Гинзбурга—Ландау

Гамильтониан электронной подсистемы имеет вид $H=H_0+H_{\mathrm{I}}$, где

$$H_0=\sum_{\mathbf{k}i\alpha}\varepsilon_{i\mathbf{k}}c^+_{i\alpha\mathbf{k}}c_{i\alpha\mathbf{k}},$$

$$H_{\mathrm{I}}=\sum_{\substack{kk'q\\ ij}}\lambda_{ij}(\mathbf{k},\ \mathbf{k}')\,c^+_{i\uparrow\mathbf{k}}c^+_{i\downarrow\mathbf{q}-\mathbf{k}}c_{j\uparrow\mathbf{k}'}c_{j\downarrow\mathbf{q}-\mathbf{k}'}.$$

Для получения искомого функционала свободной энергии представим статистическую сумму системы

$$Z=\mathrm{Sp}\,[\exp(-\beta(H_0+H_{\mathrm{I}}))]$$

в виде

$$Z=\mathrm{Sp}\,e^{-\beta H_0}\sigma(\beta),$$

где

$$\beta=1/T,$$

$$\sigma(\beta)=T_\tau\exp\left[-\frac{1}{2}\sum_{\substack{ij\\ kk'q}}\int_0^\beta d\tau\lambda_{ij}(\mathbf{k},\ \mathbf{k}')\,c^+_{i\uparrow\mathbf{k}}(\tau)\,c^+_{i\downarrow\mathbf{q}-\mathbf{k}}(\tau)\,c_{j\uparrow\mathbf{k}'}(\tau)\,c_{j\downarrow\mathbf{q}-\mathbf{k}'}(\tau)\right],$$

T_τ — оператор упорядочения относительно переменной τ. Функционал Гинзбурга—Ландау должен быть записан в терминах классического флуктуирующего поля (обозначим его посредством $\varphi_{i\mathbf{q}}(\mathbf{k}, \tau)$). Имея это в виду, преобразуем $\sigma(\beta)$ с помощью функционального интеграла по $\varphi_{i\mathbf{q}}(\mathbf{k}, \tau)$

$$\sigma(\beta) = \int \frac{\prod_i D\varphi_i}{A} \exp\left[-\frac{1}{2} \sum_{\substack{ij \\ \mathbf{k}\mathbf{k}'\mathbf{q}}} \int_0^\beta d\tau K_{ij}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \varphi_{i\mathbf{q}}(\mathbf{k}, \tau) \varphi^*_{j\mathbf{q}}(\mathbf{k}', \tau)\right] T_\tau \times$$
$$\times \exp\left[-\frac{1}{2} \sum_{jqk} \int_0^\beta d\tau \varphi_{j\mathbf{q}}(\mathbf{k}, \tau) c_{j\uparrow\mathbf{k}}(\tau) c_{j\downarrow\mathbf{q}-\mathbf{k}}(\tau) + \text{э. с.}\right],$$

где

$$A = \int \prod_i D\varphi_i \exp\left[-\frac{1}{2} \sum_{\substack{ij \\ kk'q}} \int_0^\beta d\tau K_{ij}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \varphi_{i\mathbf{q}}(\mathbf{k}, \tau) \varphi^*_{j\mathbf{k}}(\mathbf{k}', \tau)\right],$$

$K_{ij}(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ — матрица, обратная к $\lambda_{ij}(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$. Выполним теперь формально вычисление Sp в статистической сумме. В результате Z примет вид

$$Z = \int \prod_i D\varphi_i A^{-1} \exp\{-\beta\mathscr{H}[\varphi_i]\},$$

где

$$\beta\mathscr{H}[\varphi_i] = \frac{1}{2} \sum_{\substack{ij \\ \mathbf{k}\mathbf{k}'\mathbf{q}}} \int_0^\beta d\tau K_{ij}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \varphi_{iq}(\mathbf{k}, \tau) \varphi^*_{jq}(\mathbf{k}', \tau) -$$
$$-\ln \mathrm{Sp}\left\{-e^{-\beta H_0} T_\tau \exp\left[-\frac{i}{2} \int_0^\beta d\tau \sum_{j\mathbf{k}\mathbf{q}} [\varphi_{j\mathbf{q}}(\mathbf{k}\tau) c_{j\uparrow\mathbf{k}}(\tau) c_{j\downarrow\mathbf{q}-\mathbf{k}'}(\tau) + \text{э. с.}]\right]\right\}$$

представляет собой формально точное выражение для функционала Гинзбурга—Ландау. Чтобы получить конкретные выражения для его вершин, необходимо разложить $\beta\mathscr{H}[\varphi_i]$ по степеням φ. Заметим прежде всего, что варьирование по φ_i второго слагаемого в $\beta\mathscr{H}[\varphi_i]$ порождает связные средние от произведений пар операторов cc и c^+c^+, вычисленные по гамильтониану H_0 (будем обозначать их с помощью скобок «. . .»). Для всех нечетных вариаций по φ_i эти средние, очевидно, равны нулю, так что в результате разложение $\beta\mathscr{H}[\varphi_i]$ содержит, как и следовало ожидать, лишь четные степени φ_i

$$\beta\mathscr{H}[\varphi_i] = \frac{\beta}{2} \sum_{\substack{ij \\ \mathbf{q}\mathbf{q}'\mathbf{k}\mathbf{k}'}} \int d\tau d\tau' \varphi_{i\mathbf{q}}(\mathbf{k}, \tau) \varphi^*_{j\mathbf{q}'}(\mathbf{k}', \tau') \left.\frac{\delta^2\mathscr{H}}{\delta\varphi_{i\mathbf{q}}(\mathbf{k}, \tau)\delta\varphi^*_{j\mathbf{q}'}(\mathbf{k}', \tau')}\right|_{\varphi=0} +$$
$$+ \frac{\beta}{4!} \sum_{\substack{ijlm \\ \mathbf{q}_1\mathbf{k}_1\ldots\mathbf{q}_4\mathbf{k}_4}} \int d\tau_1 \ldots d\tau_4 \varphi_{i\mathbf{q}_1}(\mathbf{k}_1, \tau_1) \ldots \varphi^*_{m\mathbf{q}_4}(\mathbf{k}_4, \tau_4) \times$$
$$\times \left.\frac{\delta^4\mathscr{H}}{\delta\varphi_{i\mathbf{q}_1}(\mathbf{k}_1, \tau_1) \ldots \delta\varphi^*_{m\mathbf{q}_4}(\mathbf{k}_4, \tau_4)}\right|_{\varphi=0} + \ldots$$

Соответствующие вариационные производные равны

$$\left.\frac{\delta^2\mathscr{H}}{\delta\varphi_{i\mathbf{q}}(\mathbf{k}, \tau)\delta\varphi^*_{j\mathbf{q}}(\mathbf{k}', \tau')}\right|_{\varphi=0} =$$
$$= [K_{ij}(\mathbf{k}, \mathbf{k}')\delta(\tau-\tau') + \delta_{ij}\delta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} G_i(\mathbf{k}, \tau-\tau') G_i(\mathbf{q}-\mathbf{k}, \tau-\tau')]\delta_{\mathbf{q}\mathbf{q}'},$$

$$\left.\frac{\delta^4\mathscr{H}}{\delta\varphi_{i\mathbf{q}_1}(\mathbf{k}_1, \tau) \ldots \delta\varphi^*_{m\mathbf{q}_4}(\mathbf{k}_4, \tau_4)}\right|_{\varphi=0} = 12\delta_{ij}\delta_{il}\delta_{im}\delta_{\mathbf{q}_1+\mathbf{q}_2, \mathbf{q}_3+\mathbf{q}_4} G_i(\tau_1-\tau_3, \mathbf{k}_1) \times$$
$$\times G_i(\tau_2-\tau_4, \mathbf{k}_1+\mathbf{q}_2-\mathbf{q}_3) G_i(\tau_1-\tau_4, \mathbf{q}_1-\mathbf{k}_1) G_i(\tau_2-\tau_3, \mathbf{q}_3-k_1),$$

где

$$G_i(\tau, \mathbf{k}) = \langle\langle c^{+}_{i\sigma\mathbf{k}}(\tau)\, c_{i\alpha\mathbf{k}}(\tau)\rangle\rangle.$$

Полученный нелокальный функционал описывает зависящую от времени модель Гинзбурга—Ландау [20]. Столь подробное описание необходимо лишь в критической области, т. е. непосредственно вблизи точки перехода к сверхпроводимости. В остальной области термодинамических параметров можно ограничиться локальным разложением теории Ландау. Последнее относится к зависимости полей φ_i и вершин от малых волновых векторов $\mathbf{q}$. В свою очередь зависимость φ_i от $\mathbf{k}$ сохраняет информацию о волновых векторах куперовских пар и, в частности, об анизотропии сверхпроводящей щели. В соответствии с общей теорией параметр порядка $\varphi_i(\mathbf{k})$ можно разложить по базису угловых функций $Y_{im}(\mathbf{k}/k)$

$$\varphi_i(\mathbf{k}) = \sum_m \eta_{im}(k)\, Y_{im}(\mathbf{k}/k).$$

Так как φ_i — скаляр, то трансформационные свойства η_{im} повторяют аналогичные свойства функций $Y_{im}(\mathbf{k}/k)$ и величины η_{im} можно рассматривать как компоненты нового (векторного) параметра порядка. Далее, вслед за работами [3, 21], мы ограничимся возможностью s- и d-спаривания и, кроме того, опустим зависимость η_{im} от k. В результате разложение $\varphi_i(\mathbf{k})$ примет вид

$$\varphi_i(\mathbf{k}) = \varphi_i + \eta_i^x Y_x(\mathbf{k}/k) + \eta_i^y Y_y(\mathbf{k}/k).$$

Здесь для удобства введены обозначения $\varphi_i = \eta_{i0}$, $\eta_i^{x,y} = \eta_{i,1,2}$, а функции $Y_{x,y}$ для тетрагональной решетки аналогичны атомным орбиталям $d_{x^2-y^2}$ и d_{xy}. Подставляя $\varphi_i(\mathbf{k})$ в $\beta\mathscr{H}[\varphi_i]$ и интегрируя угловые функции $Y_{x,y}$ по направлениям k, получаем условия отбора инвариантов свободной энергии

$$F = \sum_i \Big[\tau_i \left(|\varphi_i|^2 + \frac{1}{2}|\eta_i|^2\right) + g_i \Big[2|\varphi_i|^2|\eta_i|^2 + \frac{1}{2}(\varphi_i^2\eta_i^{*2} + \text{к. с.}) +$$
$$+ \frac{3}{8}(|\eta_{ix}|^4 + |\eta_{iy}|^4) + \frac{1}{2}|\eta_{ix}|^2|\eta_{iy}|^2 + \frac{1}{8}(\eta_{ix}^2\eta_{iy}^{*2} + \text{к. с.})\Big]\Big] +$$
$$+ \sum_{i\neq j} a_{ij}\left(\varphi_i\varphi_j^* + \frac{1}{2}\eta_i\eta_j^*\right).$$

Форма F содержит все инварианты, которые получаются при симметрийном анализе $s+d$-спаривания [19], однако ее вершины определены здесь микроскопически. Возникающие при интегрировании по $\mathbf{k}$ и τ численные параметры a_{ij}, g_i и τ_i равны соответственно

$$a_{ij} = \frac{\pi}{2}\beta \iint_0^{k_D} (kk')^2\, dk dk' K_{ij}(k, k'),$$

$$\tau_i = \frac{\pi}{2}\beta \iint_0^{k_D} (kk')^2\, dk dk' \left[K_{ij}(k', k)\,\delta_{ij} - \delta(k' - k)\,\frac{\operatorname{th}(\beta\varepsilon_{ik}/2)}{\varepsilon_{ik}}\right],$$

$$g_i = \frac{\pi\beta^3}{8}\int_0^{k_D} k^2 dk\, \frac{\operatorname{th}(\beta\varepsilon_{ik}/2)}{\varepsilon_{ik}^3}.$$

Поскольку величины g_i являются общими множителями для формы четвертого порядка в каждом слое i, то от них можно избавиться подходящей нормировкой полей. Кроме того, удобно перекомбинировать слагаемые внутри этих форм, так что окончательно имеем

$$F=\sum_i\left\{\left[\tau_i\left(|\varphi_i|^2+\frac{1}{2}|\eta_i|^2\right)+|\varphi_i|^4+\frac{1}{8}|\eta_i^2|^2+\frac{1}{4}(|\eta_i|^2)^2+2|\varphi_i|^2|\eta_i|^2+\right.\right.$$
$$\left.\left.+\frac{1}{2}(\varphi_i^2\eta_i^{*2}+\text{к. с.})\right]+\sum_{j\neq i}a_{ij}\left(\varphi_i\varphi_j^*+\frac{1}{2}\eta_i\eta_j^*\right)\right\}.$$

Полученная свободная энергия обладает одной отличительной особенностью. Взаимодействие различных слоев представлено в ней лишь слагаемым второго порядка $\varphi_i\varphi_j^*+{}^1/_2\eta_i\eta_j^*+$к. с. Нетрудно убедиться, что такого типа члены возникают при учете джозефсоновского взаимодействия между слоями, представимого в виде $|\varphi_i-\varphi_j|^2$ и $|\eta_i-\eta_j|^2$.

2. Применение к $YBa_2Cu_3O_{6+x}$

Высокотемпературное соединение Y—Ba—Cu—O имеет три различных сверхпроводящих слоя. Два из них CuO_2 обладают локальной симметрией, близкой к тетрагональной, со слабым орторомбическим искажением (величина которого $(b-a)/a$ имеет порядок 0.02 [3]). Находящийся между ними слой содержит сверхпроводящие цепочки CuO и при близкой к тетрагональной кристаллической симметрии имеет тем не менее резко выраженную осевую асимметрию сверхпроводящих свойств, которая связана с присущей одномерным образованиям анизотропией взаимодействия. В этой ситуации одна из компонент вектора η по абсолютной величине должна существенно превосходить другую (скажем, $|\eta_x|^2\gg\gg|\eta_y|^2$), так что различие в трансформационных свойствах η и φ становится несущественным. Кроме того, согласно имеющимся экспериментальным данным, вклад s-спаривания в сверхпроводимость данного слоя гораздо выше, чем от d-спаривания [6]. Учитывая все это, мы сохраним в слое CuO лишь параметр порядка φ_2 ($i=2$), тогда как для CuO_2 слоев ($i=1$, 3) будем по-прежнему удерживать оба $\varphi_{1,\,3}$ и $\eta_{1,\,3}$ параметра. Имеем

$$F=\tau_2|\varphi_2|^2+|\varphi_2|^4+\sum_{i=1,\,3}\left[\tau_i\left(|\varphi_i|^2+\frac{1}{2}|\eta_i|^2\right)+a(\varphi_i\varphi_2^*+\text{к. с.})+\right.$$
$$\left.+b\left(\varphi_i\varphi_{j\neq i}^*+\frac{1}{2}\eta_i\eta_{j\neq i}^*\right)+2|\varphi_i|^2|\eta_i|^2+\frac{1}{2}(\varphi_i^2\eta_i^{*2}+\text{к. с.})+\frac{1}{8}|\eta_i^2|^2+\frac{1}{4}(|\eta_i|^2)^2\right].$$

Равновесные значения φ_i, η_i даются системой уравнений

$$\tau_2\varphi_2+a(\varphi_1+\varphi_3)+2\varphi_2|\varphi_2|^2=0,$$
$$\tau_i\varphi_i+b\varphi_{j\neq i}+a\varphi_2+2\varphi_i|\varphi_i|^2+2\varphi_i|\eta_i|^2+\varphi_i^*\eta_i^2=0;\quad i=1,\ 3,$$
$$\frac{\tau_i}{2}\eta_i+\frac{b}{2}\eta_{j\neq i}+\frac{1}{2}\eta_i|\eta_i|^2+\frac{1}{4}\eta_i^*(\eta_i^2)+2\eta_i|\varphi_i|^2+\eta_i^*\varphi_i^2=0$$

и комплексно-сопряженными к ним. Будем полагать, что при сверхпроводящем переходе не происходит удвоения периода решетки вдоль оси c. На сегодня во всяком случае нам неизвестны факты, которые бы указывали на то, что такое удвоение происходит. Поэтому данное предположение вполне естественно. В результате из всех решений следует выбрать лишь такие, что $\varphi_1=\varphi_3$, $\eta_1=\eta_3$. Заметим далее, что из последнего уравнения следует $\eta_i\uparrow\uparrow\eta_i^*$. Полагая $\eta_i=A\eta_i^*$ и соответственно $\eta_i^*==A^*\eta_i$, получаем $|A|^2=1$, т. е. $\eta_i=\pm\eta_i^*$. Из последней пары уравнений легко получить $\varphi_i^2\eta_i^{*2}=\eta_i^2\varphi_i^{*2}$, откуда $\varphi_i=\pm\varphi_i^*$. Используя произвол в выборе фазы одного из полей, зафиксируем ее у φ_i так, чтобы $\varphi_i=\varphi_i^*$ (т. е. $\operatorname{Im}\varphi_i=0$).

Система уравнений состояния имеет, естественно, тривиальные решения, когда $\varphi_i=0$, $\eta_i=0$. Кроме того, возможно состояние с чисто s-спариванием, когда $\eta_i=0$, $\varphi_i\neq0$. Нас, однако, будет интересовать наиболее общее решение при $\eta_1 \neq 0$, $\varphi_i \neq 0$. С учетом условий $\varphi_i = \varphi_i^*$ и $\eta_i = \pm\eta_i^*$ при $\eta_i \neq 0$ систему уравнений можно переписать в виде

$$\tau_2\varphi_2 + 2a\varphi_1 + 2\varphi_2 |\varphi_2|^2 = 0,$$
$$\tilde{\tau}_i\varphi_i + a\varphi_2 + 2\varphi_i^3 + \gamma_\pm\varphi_i |\eta_i|^2 = 0; \quad i = 1,\ 3,$$
$$\tilde{\tau}_i + \gamma_\pm (2\varphi_i^2 + {}^1/_2 |\eta_i|^2) = 0,$$

где $\tilde{\tau}_i = \tau_i + b$, $\gamma_\pm = 2 \pm 1$ (знак «+» для $\eta_i = +\eta_i^*$). Из последнего уравнения $|\eta_i|^2 = -4\varphi_i^2 - 2\tilde{\tau}_i/\gamma_\pm$, откуда следует, что нетривиальное значение $|\eta_i|^2$ возможно лишь при таком решении φ_i^2, что $-\tilde{\tau}_i/2\gamma_\pm > \varphi_i^2 \geqslant 0$. Второе уравнение при слабой джозефсоновской связи $a \ll 1$ можно решить, итерируя по a. Имеем две ветви решения. Первая из них $\varphi_i^2 = -\tilde{\tau}_i/2(2\gamma_\pm - 1) + o(a)$ не удовлетворяет требованию $\varphi_i^2 < -\tilde{\tau}_i/2\gamma_\pm$ для $\gamma_- = 1$. Остается при этом вариант $\gamma_+ = 3$, такой, что $\varphi_i^2 = -\tilde{\tau}_1/10 + o(a)$, $|\eta_i|^2 \simeq -4\tilde{\tau}_1/15 + o(a)$. И наконец, $|\varphi_2|^2 \simeq -\tau_2/2 + o(a)$. Эта ветвь решения достаточно очевидна. Она описывает по сути просто самостоятельное упорядочение отдельных слоев, слегка подправленное за счет джозефсоновской связи (члены $o(a)$). Вторая ветвь возникает при выборе решения $\varphi_i = a\varphi_2/\tilde{\tau}_1 + o(a^3)$. В этом случае $|\varphi_2|^2 = -\tau_2/2 - o(a^2)$ и соответственно $|\eta_i|^2 = -2\tilde{\tau}_1/\gamma_\pm + o(a^2)$. Решение с $\gamma_- = 1$ здесь также не подходит, поскольку дает положительную величину для свободной энергии. Сравнение энергий для ветвей с $\varphi_i \sim o(1)$ и $\varphi_i \sim o(a)$ показывает, что вторая из них более выгодна. Таким образом, предпочтительным оказывается такое упорядочение, когда при s-спаривании в слоях с CuO-цепочками слои, содержащие CuO_2 структуры, имеют сверхпроводимость в основном с d-спариванием. При этом слабая джозефсоновская связь между слоями наводит здесь небольшую примесь состояний s-типа, малую в меру слабости этой связи.

Описанная выше картина распределения сверхпроводимости в слоях $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ хорошо согласуется в наблюдаемой в экспериментах по измерению сдвига Найта на ионах Cu в позициях Cu (1) и Cu (2) [6]. Следует отметить, что присутствие слабой примеси s-состояний должно приводить в кроссоверу температурной зависимости величины найтовского сдвига при низких температурах (в области $\Delta T/T_c \sim a$). Результаты экспериментов [6] действительно свидетельствуют в пользу того, что имеет место отклонение температурного хода величины сдвига от линейного в сторону экспоненциальной зависимости. Однако точность результатов не позволяет пока определить ширину указанной области (этот интервал можно оценить в пределах $0.1 \lessdot \Delta T/T_c \lessdot 0.5$).

Список литературы

[1] Inderhees S. E., Salamon M. B., Goldenfeld N. et Al. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. N 11. P. 1170—1172.
[2] Butera R. A. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 9. P. 5909—5919.
[3] Воловик Г. Е. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. № 1. С. 39—42.
[4] Lobb S. J. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 7. P. 3930—3932.
[5] Salamon M. B., Inderhees S. E., Rice J. P. et al. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 1. P. 885—888.
[6] Annett J. F., Panderia M., Renn S. R. // Preprint, University of Illinois, April 18, 1988. 28 p.
[7] Horn P. M., Kean D. T., Held G. A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. N 24. P. 2772—2775.
[8] Takigawa M., Hammel P. C., Heffner R. H., Fisk Z. // Preprint, Los Alamos Nat. Lab., 1988. 14 p.
[9] Bullet D. V., Dawson W. G. // J. Phys. C. 1987. V. 20. N 31. P. L853—L860.
[10] Oguchi T., Park K. T., Terakura K., Yanase A. // Physica B. 1987. V. 148. N 1/3. P. 253—256.
[11] Massida S., Ju J., Freeman A. J., Koelling D. D. // Phys. Lett. A. 1987. V. 122. N 3—4. P. 198—208.
[12] Freitas P. P., Tsuei C. C., Plaskett T. S. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 1. P. 833—835.
[13] Worthington T. K., Gallagher W. J., Dinger T. R. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. N 10. P. 1160—1163.

[14] Klemm R. A., Lutheer A., Beasley M. R. // Phys. Rev. B. 1975. V. 12. N 3. P. 877—891.
[15] Tarento R. J. // Phys. Lett. A. 1988. V. 133. N 6. P. 330—334.
[16] Theodorakis S., Tešanović Z. // Phys. Lett. A. 1988. V. 132. N 6—7. P. 372—374.
[17] Tešanović Z. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 4. P. 2364—2367.
[18] Tešanović Z. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 4. P. 2489—2493.
[19] Tešanović Z., Bishop A. R., Martin R. L. // Sol. St. Comm. 1988. V. 68. N 3. P. 337—341.
[20] Halperin B. I., Hohenberg P. C., Ma S.-K. // Phys. Rev. Lett. 1972. V. 29. N 23. P. 1548—1549.
[21] Sahu D., Langer A., George T. F. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 4. P. 2466—2471.

Донецкий физико-технический институт АН УССР
Донецк

Поступило в Редакцию
31 марта 1989 г.