Физика низких температур, 1997, т. 23, № 2, с. 140–145

Посвящается памяти И. М. Лифшица

О конкуренции между s-и d-типами симметрии параметра порядка в высокотемпературных сверхпроводниках

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

Институт физики НАН Украины, Украина, 252650, г. Киев, пр. Науки, 46
E-mail:pashitsk@physics.kiev.ua

Статья поступила в редакцию 19 августа 1996 г., после переработки 21 октября 1996 г.

Показано, что сильная анизотропия квазидвумерного электронного спектра в высокотемпературных сверхпроводниках и конкуренция между притяжением и отталкиванием в межэлектронном взаимодействии могут приводить либо к анизотропному s-, либо к d-типу куперовского спаривания, в зависимости от параметров системы. В случае преобладающего притяжения на всей ферми-поверхности (например, за счет электрон-фононного взаимодействия) энергетически выгодна s_{xy}- или в s^*-симметрия сверхпроводящего параметра порядка. В то же время $d_{x^2-y^2}$-симметрия щели реализуется как при отталкивании во всем объеме зоны Бриллюэна (характерном, например, для электрон-магнонного взаимодействия), так и при эффективном притяжении на участках ферми-поверхности с максимальной плотностью состояний. В последнем случае критическая температура сверхпроводящего перехода T_c всегда выше, чем в первом, что указывает на важную роль дополнительного притяжения в механизме высокотемпературной сверхпроводимости.

Показано, що сильна анізотропія квазідвовимірного електронного спектра в високотемпературних надпровідниках та конкуренція між притяганням та відштовхуванням у міжелектронній взаємодії можуть приводити або до анізотропного s-, або до d-типу куперівського зпарювання, в залежності від параметрів системи. У випадку домінуючого притягання на всій фермі-поверхні (наприклад, за рахунок електрон-фононної взаємодії) енергетично вигідною є s_{xy}- або s^*-симетрія надпровідного параметра порядку. В той же час $d_{x^2-y^2}$-симетрія щілини релізується як у випадку відштовхування в усьому об'ємі зони Бріллюена (що є характерним, наприклад, для електрон-магнонної взаємодії), так і при ефективному притяганні на ділянках фермі-поверхні з максимальною густиною станів. В останньому випадку критична температура надпровідного переходу T_c завжди вище, ніж у першому, що вказує на важливу роль додаткового притягання у механізмі високотемпературної надпровідності.

PACS: 74.20.–z, 74.72.–h

1. Экспериментальные данные по наблюдению спонтанных джозефсоновских токов в системах типа СКВИД с двумя туннельными контактами на взаимно перпендикулярных гранях монокристаллов Y (123) [1–3], а также наблюдавшаяся в сверхпроводящих (СП) кольцах из пленок Y (123) и Bi (2212) генерация полуцелых квантов магнитного потока при нечетном числе слабых связей [4,5] свидетельствуют в пользу $d_{x^2-y^2}$-типа симметрии СП параметра порядка $\Delta_d(\mathrm{k}) \sim (\cos k_x - \cos k_y)$ в высокотемпературных сверхпроводниках. Недавно в [6,7] сообщалось о новых результатах экспериментов по фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES-метод), которые опровергают предыдущие выводы этих авторов [8–10] о s_{xy}-типе симметрии щели $\Delta_s(\mathrm{k}) \sim \cos k_x \cos k_y$ и подтверждают $d_{x^2-y^2}$-симметрию в монокристаллах Bi (2212).

Следует, однако, подчеркнуть, что $d_{x^2-y^2}$-симметрия СП щели еще не является однозначным указанием на какой-либо конкретный механизм куперовского спаривания носителей тока и, в частности, не может служить доказательством предложенного в [11–13] магнонного механизма высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) за счет обмена виртуальными квантами коллективных возбуждений спиновой плотности (парамагнонами) в почти антиферромагнитной ферми-жидкости, при котором во всем объеме зоны Бриллюэна (ЗБ) преобладает межэлектронное отталкивание.

© Э. А. Пашицкий, В. И. Пентегов, А. В. Семенов, 1997

В настоящей работе показано, что сильная анизотропия квазидвумерного электронного спектра в высокотемпературных сверхпроводниках [14,15] в сочетании с конкуренцией между притяжением (например, за счет электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ)) и отталкиванием (кулоновской или магнонной природы) может приводить либо к анизотропному s-, либо к d-типу куперовского спаривания, в зависимости от констант межэлектронного взаимодействия. В случае преобладающего притяжения на всей ферми-поверхности (ФП) энергетически выгодной является s_{xy}-симметрия сверхпроводящего параметра порядка или s^*-симметрия $\Delta_s(\mathbf{k}) \sim (\cos k_x + \cos k_y)$. В то же время $d_{x^2-y^2}$-симметрия щели реализуется как при отталкивании во всем объеме ЗБ, так и при эффективном притяжении на участках ФП с максимальной плотностью состояний (ПС). В последнем случае критическая температура T_c перехода в СП состояние всегда выше, чем в первом, что указывает на важную роль дополнительного притяжения в механизме ВТСП.

2. Как было показано в [16,17], благодаря сильной гибридизации перекрывающихся широкой и аномально узкой $2D$ зон в электронном спектре слоистого кристалла возникают протяженные седловины, которые наблюдались в ARPES-экспериментах с высокой разрешающей способностью по энергии [14,15]. В результате этого при положении уровня Ферми (УФ) выше дна седловин анизотропная цилиндрическая ФП разбивается на четыре пары «электронных» участков и четыре «дырочных» участка (см. рис. 1), в которых кривизна спектра $\partial^2 E/\partial k_\perp^2$ («поперечная» эффективная масса) соответственно положительна или отрицательна*). Для дальнейшего важно то, что эти участки имеют существенно различные плотности состояний и характерные энергетические масштабы (см. ниже). При этом ПС на квазиодномерных (уплощенных) «электронных» участках имеет корневую особенность Ван Хова, что может способствовать усилению межэлектронного взаимодействия и повышению критической температуры СП перехода T_c [15,18].

Заметим, что существование вблизи УФ аномально узкой зоны с высокой ПС способствует возникновению электрон-плазмонного взаимодействия (ЭПВ) за счет обмена виртуальными квантами низкочастотных (НЧ) коллективных возбуждений

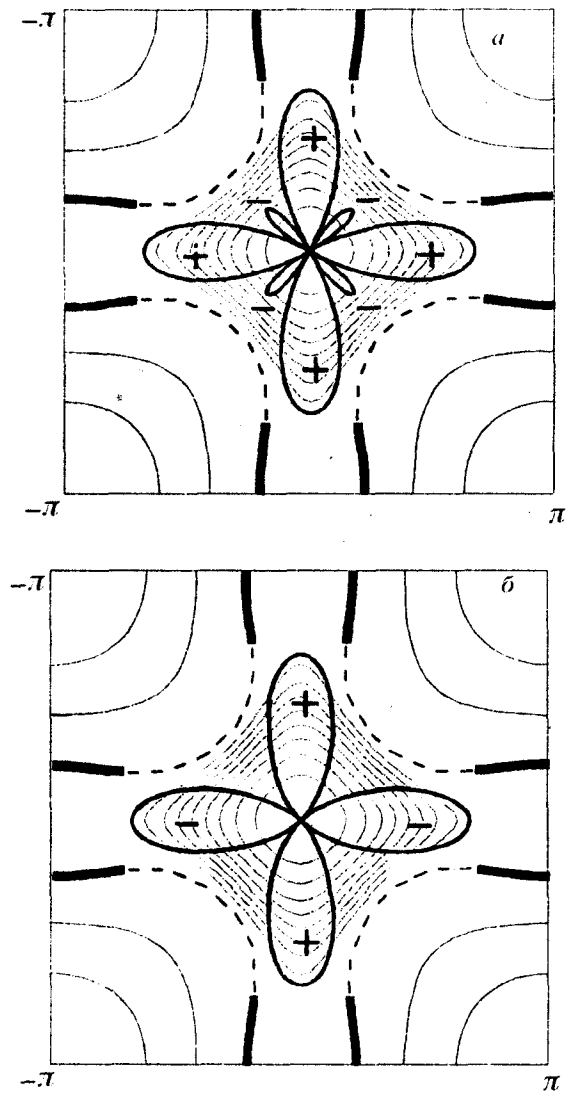

Рис. 1. Структура анизотропной сверхпроводящей щели при s_{xy}-симметрии параметра порядка. Показано также сечение цилиндрической поверхности Ферми в слоистом монокристалле Bi (2212) в первой зоне Бриллюэна (жирными линиями обозначены «электронные» участки с положительной кривизной, а пунктиром — «дырочные» участки с отрицательной кривизной (*а*); структура щели при $d_{x^2-y^2}$-симметрии параметра порядка (*б*).

зарядовой плотности (акустическими плазмонами) [19].

Имея в виду возможность разбиения ФП на участки с существенно различными свойствами, воспользуемся развитой в [16,17,20] моделью анизотропного сверхпроводника с многокомпонентным СП параметром порядка. При этом уравнение для

*) Эти участки приближенно совпадают с участками с положительной и отрицательной кривизной ФП (см. рис. 1).

сверхпроводящего параметра порядка можно представить в следующем виде:

$$\Delta_{ij}(\mathbf{k}, \omega) =$$

$$= T\sum_{\omega'} \int \frac{d^2k'}{(2\pi)^2} \sum_{l,m} W_{ij,lm}(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \omega - \omega')F_{lm}(\mathbf{k}', \omega') , \quad (1)$$

где ω и ω' — дискретные мацубаровские частоты; $W_{ij,lm}$ — матричные элементы запаздывающего межэлектронного взаимодействия; F_{lm} — аномальные функции Грина, а индексы i и j нумеруют различные участки ФП.

Если пренебречь «перекрестным» куперовским спариванием электронов с разных участков анизотропной ФП и положить $\Delta_{ij} = 0$ при $i \neq j$, то система уравнений (1) для щелей $\Delta_i = \Delta_{ii}$ после усреднения по импульсам (в пределах каждого участка ФП) принимает вид

$$\Delta_i(\omega) = -T \sum_{\omega'} \int d\xi \sum_j \nu_j(\xi) \widetilde{W}_{ij}(\omega - \omega')F_{jj}(\xi, \omega') , \quad (2)$$

где ξ — энергия электронов, отсчитываемая от общего УФ, а ν_j и $\widetilde{W}_{ij}$ — усредненные по площади j-го участка ФП значения ПС и матричных элементов $W_{ii,jj}$, которы описывают как запаздывающее межэлектронное притяжение вблизи ФП за счет ЭФВ, так и экранированное кулоновское отталкивание, причем $\widetilde{W}_{ij}$ при $i \neq j$ определяет вероятность виртуальных двухчастичных переходов между разными участками ФП. Разумеется, такой подход не может дать явную угловую зависимость анизотропной щели $\Delta(\theta)$, однако, учитывая только средние значения модуля щели и ее знаки на разных участках ФП в зависимости от констант взаимодействия (см. ниже), он отражает основные свойства симметрии параметра порядка.

Если не учитывать нарушения C_{v4} симметрии исходного спектра, связанного, например, с возникновением сверхрешетки в направлении Γ–Y в монокристалле Bi (2212) [8], то система уравнений (2) для многокомпонентного параметра порядка допускает следующие типы решений:

а) щели Δ_1 на всех «электронных» участках ФП одинаковы как по величине, так и по знаку, а щели Δ_2 на «дырочных» участках меньше по модулю, чем Δ_1, и могут иметь либо такой же, либо противоположный знак по сравнению с Δ_1; это решение соответствует s-типу симметрии СП параметра порядка (рис. 1,*а*);

б) щели на взаимно перпендикулярных «электронных» участках ФП равны по абсолютной величине, но противоположны по знаку, а щели на «дырочных» участках (вдоль диагоналей ЗБ) равны нулю; такое решение соответствует $d_{x^2-y^2}$ - волновому куперовскому спариванию (рис. 1,*б*). Кроме того, возможно решение d_{xy}-типа с $\Delta_d(\mathbf{k}) \sim \sin k_x \sin k_y$, однако последнее маловероятно из-за низкой ПС на «дырочных» участках ФП.

В первом случае (s-спаривание) система уравнений для щелей Δ_1 и Δ_2 в приближении БКШ приводится к виду

$$\Delta_1 = \Delta_1(\lambda_{11} + 2\lambda'_{11} + \lambda''_{11})L_1 + 2\Delta_2(\lambda_{12} + \lambda'_{12})L_2 ; \quad (3)$$

$$\Delta_2 = \Delta_2(\lambda_{22} + 2\lambda'_{22} + \lambda''_{22})L_2 + 2\Delta_1(\lambda_{21} + \lambda'_{21})L_1 , \quad (4)$$

где

$$L_1 = \frac{1}{2}\int_{-E_{F1}}^{E_{F1}} \frac{d\xi}{\sqrt{\xi^2 + |\Delta_1|^2}} \left(\frac{E_{F1}}{\xi + E_{F1}}\right)^{1/2} \mathrm{th}\,\frac{\sqrt{\xi^2 + |\Delta_1|^2}}{2T} ;$$

$$L_2 = \int_0^{\widetilde{\Omega}} \frac{d\xi}{\sqrt{\xi^2 + |\Delta_2|^2}} \mathrm{th}\,\frac{\sqrt{\xi^2 + |\Delta_2|^2}}{2T} ; \quad (5)$$

E_{F1} и λ_{11} — энергия Ферми и безразмерная константа связи на квазиодномерном «электронном» участке ФП с корневой особенностью ПС [15,17], $\widetilde{\Omega}$ и λ_{22} — энергия обрезания взаимодействия и константа связи на «дырочных» участках ФП; λ'_{ii} и λ''_{ii} — константы взаимодействия между разными «электронными» ($i = 1$) и «дырочными» ($i = 2$) участками, а λ_{ij} и λ'_{ij} — константы перекрестного взаимодействия ($i \neq j$) между «электронными» и «дырочными» участками ФП. Предполагается, что энергия Ферми на «дырочных» участках $E_{F2} > \widetilde{\Omega}$, так что константы λ_{22}, λ'_{22} и λ''_{22} наряду с ЭФВ и ЭПВ, содержат кулоновский псевдопотенциал

$$\mu_c^* = \frac{\mu_c}{1 + \mu_c \ln\left(E_{F2}/\widetilde{\Omega}\right)} , \quad (6)$$

тогда как в λ_{11} и λ'_{11} и λ''_{11} входит неперенормированная константа кулоновского отталкивания $\mu_c > \mu_c^*$, поскольку $E_{F1} < \widetilde{\Omega}$.. На рис. 2 схематически показаны межэлектронные взаимодействия на разных участках ФП, соответствующие разным константам связи.

Как следует из уравнений (3) и (4), в случае преобладающего притяжения во всем объеме ЗБ

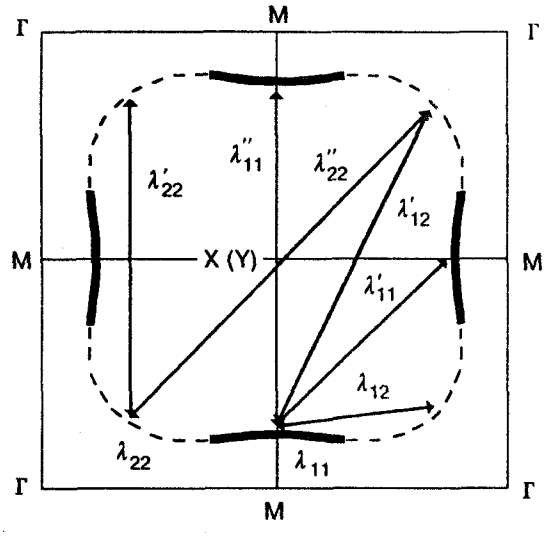

Рис. 2. Сечение центрированной в X (или Y) точке ЗБ цилиндрической ФП. Стрелками условно показаны взаимодействия между электронами на разных участках ФП, которые соответствуют разным константам связи, λ_{ii}, λ'_{ii} и $\lambda''_{ii} (i = 1, 2)$, $\lambda'_{ij} (i \neq j)$.

благодаря сильному ЭФВ и ЭПВ, когда все константы связи положительны, энергетически выгодным является квазиизотропное решение s-типа с одинаковыми знаками (фазами) параметров Δ_1 и Δ_2. С другой стороны, при отрицательных значениях перекрестных констант λ_{ij} и λ'_{ij} с $i \neq j\,(i, j = 1, 2)$ реализуется решение с противоположными знаками щелей Δ_1 и Δ_2 (например, $\Delta_1 > 0$ и $\Delta_2 < 0$), что соответствует s_{xy}- или s^*-типу симметрии.

Во втором случае (d-спаривание) получаем одно уравнение для модуля щели Δ_1 на седловых («электронных») участках ФП:

$$1 = (\lambda_{11} - 2\lambda'_{11} + \lambda''_{11}) L_1 . \qquad (7)$$

Заметим, что магнонному механизму куперовского спаривания [11–13] соответствуют отрицательные знаки всех констант ($\lambda_{11} < 0$, $\lambda'_{11} < 0$, $\lambda''_{11} < 0$), так что СП переход возможен только при достаточно сильной анизотропии взаимодействия, когда модуль константы связи вдоль диагонали ЗБ удовлетворяет неравенству $|\lambda'_{11}| > 1/2\,(|\lambda_{11}| + |\lambda''_{11}|)$. С другой стороны, если на «электронных» участках ФП доминирует межэлектронное притяжение за счет ЭФВ и ЭПВ, когда $\lambda_{11} > 0$, а между электронами на соседних участках преобладает кулоновское отталкивание ($\lambda'_{11} < 0$ и $\lambda''_{11} < 0$), то d-спаривание возможно при значительно менее жестком условии $(\lambda_{11} + 2|\lambda'_{11}| - |\lambda''_{11}|) > 0$.

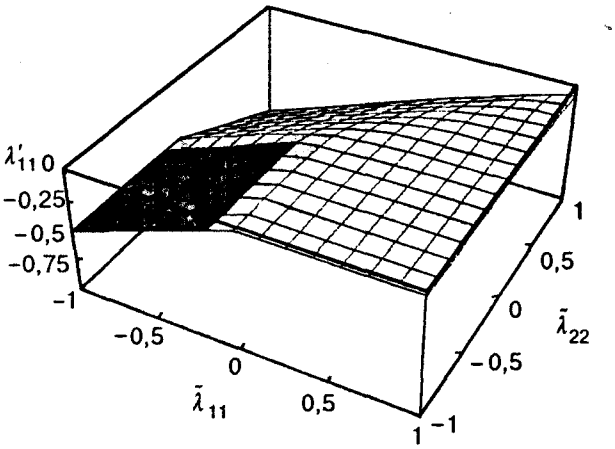

Рис. 3. Поверхность раздела областей s- и d-типов куперовского спаривания в пространстве параметров $\tilde{\lambda}_{11}$, $\tilde{\lambda}_{22}$ и λ'_{11} при $\tilde{\lambda}_{12}\tilde{\lambda}_{21} = 0{,}04$.

3. Сопоставление критических температур СП перехода T_c^s и T_c^d, вычисленных на основе соотношений (3)–(5), с одной стороны, и (7) — с другой, позволяет найти области значений параметров, при которых реализуется либо s-, либо d-симметрия щели. Такое сопоставление может быть проведено в аналитическом виде для простой модели типа БКШ без учета корневой особенности ПС в L_1 и при одинаковых энергиях обрезания взаимодействия $\tilde{\Omega}$, когда $L_1 = L_2$ при $T \to T_c$. В этом случае из (3), (4) и (7) следует $T_c^{s,d} = \tilde{\Omega} \exp(-1/\Lambda_{s,d})$, где эффективные константы связи Λ_s и Λ_d равны

$$\Lambda_s = \frac{\Lambda_{11} + \Lambda_{22}}{2} + \left(\frac{(\Lambda_{11} - \Lambda_{22})^2}{4} + \tilde{\lambda}_{12}\tilde{\lambda}_{21} \right)^{1/2},$$

$$\Lambda_d = \Lambda_{11} - 4\lambda'_{11}, \qquad (8)$$

где

$$\Lambda_{ii} = \lambda_{ii} + 2\lambda'_{ii} + \lambda''_{ii}, \quad \tilde{\lambda}_{ij} = 2(\lambda_{ij} + \lambda'_{ij}),$$

$$(i, j = 1, 2). \qquad (9)$$

На рис. 3 показана поверхность, определяемая условием $\Lambda_s = \Lambda_d$, которое может быть приведено к виду

$$2\lambda'_{11} = \frac{\tilde{\lambda}_{11} + \tilde{\lambda}_{22}}{2} - \left(\frac{(\tilde{\lambda}_{11} - \tilde{\lambda}_{22})^2}{4} + \tilde{\lambda}_{12}\tilde{\lambda}_{21} \right)^{1/2}. \qquad (10)$$

Эта поверхность разделяет области s- и d- спаривания в пространстве параметров $\tilde{\lambda}_{11} \equiv (\lambda_{11} + \lambda''_{11})$, $\tilde{\lambda}_{22} \equiv \Lambda_{22}$ и λ'_{11} при фиксированном значении произведения констант перекрестного взаимодейст-

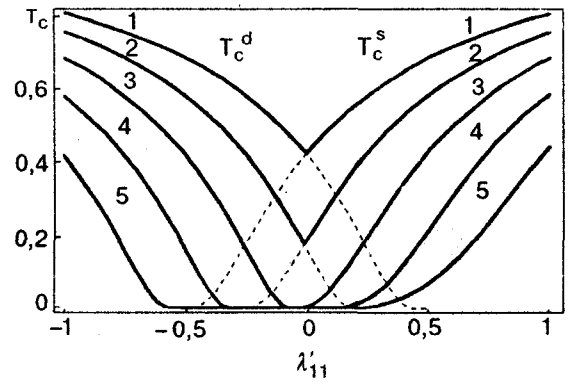

Рис. 4. Зависимости T_c^s и T_c^d от λ'_{11}, при $\tilde{\lambda}_{22} = 0{,}5\tilde{\lambda}_{11}$ и $\tilde{\lambda}_{12}\tilde{\lambda}_{21} = 0{,}04$ для различных значений $\tilde{\lambda}_{11}$: 1 (*1*), 0,5 (*2*), 0 (*3*), −0,5 (*4*), −1 (*5*). Пунктиром показано продолжение кривых *1* и *2* в области, где соответствующие значения T_c^s и T_c^d меньше максимального значения T_c.

вия между «электронными» и «дырочными» участками ФП $\tilde{\lambda}_{12}\tilde{\lambda}_{21} = 0{,}04$.

Ниже этой поверхности раздела расположена область d-спаривания, в которой $T_c^d > T_c^s$, а выше — область s-спаривания, где $T_c^s > T_c^d$. Над затемненным участком поверхности (отвечающим плоскости $\tilde{\lambda}_{11} = 2\lambda'_{11}$, на которой T_c^d обращается в нуль) в интервале значений $\tilde{\lambda}_{11} < 2\lambda'_{11} < (\tilde{\lambda}_{12}\tilde{\lambda}_{21}/\tilde{\lambda}_{22} - \tilde{\lambda}_{11})$ существует область, в которой нет ни s-, ни d-спаривания. Численные расчеты показывают, что учет корневой особенности ПС в выражении для L_1 (см. (5)) на «электронных» участках ФП не приводит к качественным изменениям в структуре областей s- и d-спаривания.

Как видим, d-спаривание возможно только при отрицательных значениях константы λ'_{11}, которая описывает взаимодействие между соседними «электронными» участками ФП с передаваемым импульсом $q \approx \pi\sqrt{2}/a$. При этом даже в случае притяжения между электронами на одном и том же квазиодномерном (седловом) участке ФП за счет ЭФВ и ЭПВ ($\tilde{\lambda}_{11} > 0$) для возникновения d-спаривания достаточно слабого отталкивания между электронами на разных участках ($\lambda'_{11} < 0$). Такое отталкивание может быть следствием как электрон-магнонного взаимодействия (ЭМВ), так и неполной компенсации кулоновского взаимодействия притяжением за счет ЭФВ и ЭПВ.

С другой стороны, в случае преобладающего отталкивания в области седловин ($\tilde{\lambda}_{11} < 0$) d-спаривание возможно только при достаточно больших по абсолютной величине отрицательных значениях константы связи λ'_{11}, что соответствует анизотропному взаимодействию носителей тока с парамагнонами [11–13].

На рис. 4 представлены зависимости T_c^s и T_c^d от λ'_{11}, вычисленные на основании (3)–(5) и (7) для разных значений $\tilde{\lambda}_{11}$ при $\tilde{\lambda}_{22} = 0{,}5\tilde{\lambda}_{11}$ и $\tilde{\lambda}_{12}\tilde{\lambda}_{21} = 0{,}04$. Видно, что при $\tilde{\lambda}_{11} < 0$ существует интервал значений константы λ'_{11}, в котором T_c^s и T_c^d равны нулю (кривые *4* и *5*). В то же время притяжение на «электронных» участках ФП ($\tilde{\lambda}_{11} > 0$), даже на фоне отталкивания, формирующего d-симметрию щели ($\lambda'_{11} < 0$), приводит к повышению T_c по сравнению с ЭМВ, когда $\tilde{\lambda}'_{11} < 0$.

Таким образом, для механизма ВТСП важное значение имеет существование дополнительного притяжения на участках ФП с высокой ПС, которое, независимо от типа куперовского спаривания и симметрии щели, способствует получению высоких T_c. Следует заметить, что значения констант связи могут существенно изменяться с изменением концентрации допированных носителей, на что указывает сильная концентрационная зависимость T_c в купратных металлооксидных соединениях (см. например [21]). Это означает, что по мере допирования в высокотемпературных сверхпроводниках в принципе может происходить переход от одного типа симметрии параметра порядка к другому. Заметим также, что нарушение исходной симметрии C_{v4} электронного спектра благодаря появлению сверхрешетки в Bi (2212) в направлении одной из диагоналей ЗБ [8] или упорядочению цепочек в Y (123) — приводит к более сложной анизотропной структуре СП щели [20,22,23] и к аномальной температурной зависимости щели [16,24], радикально отличающейся от стандартной зависимости $\Delta(T)$ в теории БКШ.

Работа выполнена в рамках проекта № 2.4/561 Государственного фонда фундаментальных исследований Украины.

1. D. A. Wollman, D. J. Van. Haqrlingen, W. C. Lee, D. M. Ginsberg, and A. J. Leggett, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2134 (1993).
2. I. Iguchi and Z. Wan, *Phys. Rev.* **B49**, 12388 (1994).
3. D. A. Browner and H. R. Ott, *Phys. Rev.* **B50**, 6530 (1994).
4. S. S. Tsuei, J. R. Kirtley, C. C. Chi, Lock See Yu-Jahnes, A. Gupta, T. Shaw, J. Z. Sun, and M. B. Ketchen, *Phys. Rev. Lett.* 73, 593 (1994).
5. J. R. Kirtley, S. S. Tsuei, M. Rupp, Y. Z. Sun, Lock See Yu-Jahnes, A. Gupta, M. B. Ketchen, K. A. Moler, and M. Bhushan *Phys. Rev. Lett.* 76, 1336 (1996).
6. M. R. Norman, M. Randeria, J. C. Campuzano, and A. F. Bellman, *Phys. Rev.* B52, 15107 (1995).
7. H. Ding, M. R. Norman, J. C. Campuzano, and A. F. Bellman, *Preprint cond-mat*/9603044.
8. H. Ding, J. C. Campuzano, A. F. Bellman, T. Yokoya, M. R. Norman, M. Randeria, T. Takahashi, H. Katayama-

Yoshida, T. Machiki, K. Kadowaki, and G. Jennings, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2784 (1995).
9. R. Ferenbacher and M. R. Norman, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3884 (1995).
10. M. R. Norman, M. Randeria, H. Ding, and J. C. Campuzano, *Phys. Rev.* **B52**, 615 (1995).
11. A. J. Millis, H. Monien, and D. Pines, *Phys. Rev.* **B42**, 167 (1990).
12. P. Monthoux, A. V. Balatsky, and D. Pines, *Phys. Rev.* **B46**, 14803 (1992).
13. P. Monthoux and D. Pines, *Phys. Rev.* **B47**, 6069 (1993).
14. D. M. King, Z.-X. Shen, D. S. Dessau, D. S. Marshall, C. H. Park, W. E. Spicer, J. L. Peng, Z. Y. Li, and R. L. Greene *Phys. Rev. Lett.* **73**, 3298 (1994).
15. K. Gofron, J. C. Campuzano A. A. Abrikosov, M. Lindroos, A. Bansil, H. Ding, D. Koeling, and B. Dabrowski, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 3302 (1994).
16. Э. А. Пашицкий, В. И. Пентегов, *Письма в ЖЭТФ* **63**, 553 (1996).
17. Э. А. Пашицкий, В. И. Пентегов, А. В. Семенов, *ФНТ* **22**, 479 (1996).
18. A. A. Abrikosov, *Physica* **C214**, 107 (1993); *ibid* **222**, 191 (1994); *ibid* **244**, 243 (1995).
19. Э. А. Пашицкий, *ЖЭТФ* **55**, 2387 (1968); *там же* **103**, 867 (1993).
20. Э. А. Пашицкий, *Письма в ЖЭТФ* **61**, 264 (1995).
21. J. L. Tallon, R. G. Buckley, and E. M. Haines, *Physica* **C185–189**, 855 (1991).
22. A. A. Golubov and I. I. Mazin, *Physica* **C243**, 153 (1995).
23. R. Combescot and X. Leyronas, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3732 (1995).
24. Jian Ma, G. Quitman, R. J. Kelley, P. Almeras, H. Berger, G. Margaritondo, and M. Onellion, *Physica* **C235–240**, 1875 (1994).

On the competition between s- and d-symmetry types of the order parameter in high-temperature superconductors

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

It is shown that depending on the system parameters strong anisotropy of the quasi-two-dimensional electron spectrum in high-temperature superconductors together with the competition between attraction and repulsion in the electron-electron interaction could lead to Cooper pairing of either anisotropic s- or d-type. When the attraction is prevailing on the whole Fermi-surface (due to the electron-phonon interaction, for example), the cases of s_{xy} or s^* symmetries of the gap are energetically favourable. At the same, the $d_{x^2-y^2}$ symmetry could be realized for both the repulsion in the whole Brillouin zone (which is the case for the electron-paramagnon interaction) and attraction prevailing only on the portions of the Fermi surface with a maximum density of states. In the latter case, the critical temperature T_c is always higher than that in the former one, which suggests the important role played by the additional attraction in the mechanism of high temperature superconductivity.