

# Высокотемпературная сверхпроводимость с $d$ -волновой симметрией параметра порядка (Обзор)

Г. Г. Сергеева, Ю. П. Степановский, А. В. Чечкин

Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,  
Украина, 310108, г. Харьков, ул. Академическая, 1

Статья поступила в редакцию 17 июня 1998 г., после переработки 15 июля 1998 г.

В настоящее время в результате успешно проведенных прямых экспериментальных исследований симметрии сверхпроводящего параметра порядка установлено, что в соединениях YBCO, GdBCO, Tl2201, Bi2212 симметрия спаривания имеет  $d$ -волновую природу. Проведен анализ экспериментальных и теоретических исследований  $d$ -волнового сверхпроводящего состояния и особенностей магнитных свойств  $d$ -сверхпроводников, таких как псевдощель, зарядовое упорядочение и необычная, отличающаяся от  $s$ -состояний, структура вихревых возбуждений. Обсуждаются некоторые механизмы  $d$ -спаривания и связанные с ними микроскопические теории, а также возможные эксперименты.

На цей час внаслідок успішно проведених прямих експериментальних досліджень симетрії надпровідного параметру порядку встановлено, що в сполученнях YBCO, GdBCO, Tl2201, Bi2212 симетрія спарювання має  $d$ -хвильову природу. Проведено аналіз експериментальних та теоретичних досліджень  $d$ -хвильового надпровідного стану та особливостей магнітних властивостей  $d$ -надпровідників, таких як псевдощілина, зарядове упорядкування та незвична, відмінна від  $s$ -станів, структура вихрових збуджень. Обговорюються деякі механізми  $d$ -спарювання та зв'язані з ними микроскопічні теорії, а також можливі експерименти.

PACS: 74.72.-h

## Содержание

1. Введение . . . . .	1029
2. Феноменологическая теория $d$ -сверхпроводников . . . . .	1030
2.1. Обобщенные уравнения Гинзбурга – Ландау . . . . .	1031
2.2. Эффект Джозефсона в $d$ -ВТСП . . . . .	1032
3. Экспериментальные свидетельства $d_{x^2-y^2}$ -спаривания . . . . .	1032
4. Магнитные свойства $d$ -ВТСП . . . . .	1035
4.1. Зарядовое упорядочение . . . . .	1035
4.2. Вихри . . . . .	1037
5. Заключение . . . . .	1038
Список литературы . . . . .	1040

## 1. Введение

Несмотря на согласие эксперимента и теории БКШ для низкотемпературных сверхпроводников с  $s$ -волновым спариванием ( $s$ -НТСП), отдельные несогласующиеся факты, например сдвиг Найта в ЯМР для ртути, олова и ванадия ([1] и ссылки в ней), вызывали большой интерес. Это привело к появлению, начиная с 1960 г., большого числа работ [1–6] (см. также

обзор Сула [7]), посвященных необычной, т.е. отличной от  $s$ -волновой, симметрии сверхпроводящего (или сверхтекучего [8]) параметра порядка и нефононных механизмов спаривания. При  $p$ -спаривании электронов с орбитальным моментом  $l = 1$  были предсказаны такие особенности, как обращение щели  $\Delta(k)$  в нуль при определенных значениях волнового вектора  $\mathbf{k}$ , неэкспоненциальная температурная

зависимость теплоемкости и др. [4,8]. В работе [1] отмечалось, что при  $d$ - ( $l=2$ ) и  $p$ -спариваниях магнитные примеси приводят к подавлению температуры сверхпроводящего перехода  $T_c$  примерно в той же степени, что и в  $s$ -НТСП, но такая же концентрация немагнитных примесей должна уменьшать  $T_c$  намного сильнее. Эти результаты противоречили и БКШ-теории, и имеющимся в то время экспериментальным данным.

С открытием сверхпроводимости в соединениях с тяжелыми фермионами [9] возрос интерес к вопросу о существовании состояния с необычной симметрией сверхпроводящего параметра порядка (СПП). Появился ряд важных работ [10–12] с анализом возможных типов симметрии СПП в зависимости от симметрии кристаллической решетки, что позволило в приближении среднего поля вблизи  $T_c$  независимо от микроскопического механизма сверхпроводимости получить обобщенные уравнения Гинзбурга–Ландау. Численные расчеты (Монте-Карло) модели Хаббарда [13] показали возможность спаривания электронов с четным орбитальным моментом, которое на близких расстояниях не подавляется электронным отталкиванием [14]. Вывод о возможности  $d$ -спаривания в соединениях с тяжелыми фермионами был получен в работе Мияке и др. [15], в которой, как и в работе Привороцкого [5], показано, что обмен флуктуационными антиферромагнитными (АФ) возбуждениями подавляет  $s$ -НТСП.

Открытие ВТСП (1986 г.) с фазовой диаграммой, богатой различными состояниями, позволило выдвинуть самые разнообразные гипотезы о механизмах спаривания и симметрии СПП. После наблюдения ступеней Шаapiro [16] и кванта магнитного потока  $\Phi_0$  при изучении вихревой решетки иттриевого сверхпроводника [17] к 1990 г. стало ясно, что сверхпроводимость обусловлена спариванием электронов. Измерение температурной зависимости сдвига Найта [18,19] свидетельствовало о синглетном состоянии спаренных электронов с четным орбитальным моментом, т.е. о  $s$ - или  $d$ -волновой симметрии СПП. Знание типа симметрии важно как для развития микроскопической теории ВТСП, так и для приложений этих материалов в электронике и технологии. Это связано с тем, что в системе с  $d$ -спариванием присутствие возбуждений с энергией равной нулю приводит к степенной температурной зависимости различных

физических величин и существенному влиянию примесей на поведение сверхпроводника. Например, появляется конечное значение поверхностного импеданса, которое ограничивает добротность микроволновых контуров с ВТСП.

Именно такие «аномалии» свойств ВТСП и явились первыми косвенными экспериментальными свидетельствами в пользу необычной симметрии СПП: температурные зависимости продольного и поперечного времени релаксации ЯМР [20–22], теплоемкости [23] и глубины проникновения магнитного поля [24] и др. Решающую роль в определении симметрии СПП сыграли два обстоятельства. Первое связано с циклом теоретических работ [25,26], в которых показана принципиальная возможность существования высокотемпературной сверхпроводимости с  $d$ -спариванием ( $d$ -ВТСП), и с предложенной уже в 1992 г. методикой прямого определения симметрии СПП [27]. Второе обстоятельство состоит в том, что в 1993–1996 гг. такие измерения удалось успешно провести [28–35]. Это и привело в 1997 г. на Пятой международной конференции по механизмам и материалам ВТСП [36] к консенсусу о  $d$ -волновой симметрии СПП для соединений  $Tl_2Ba_2CuO_{6+x}$  (Tl2201),  $GdBa_2Cu_3O_{7-x}$  (GdBCO),  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$  (Bi2212),  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  (YBCO).

Несколько прекрасных обзоров написано по этой проблеме [37–42], но наш обзор будет иметь по крайней мере одно преимущество — авторам уже не нужно убеждать читателя, что существует сверхпроводимость с  $d$ -спариванием электронов. Цель обзора состоит в том, чтобы показать, как это было сделано, и обсудить самый волнующий в настоящее время вопрос: «что из этого следует?», так как свойства  $d$ -ВТСП существенно отличаются от свойств  $s$ -НТСП. Обзор спланирован следующим образом. Без претензий на полное изложение и цитирование результатов теоретических и экспериментальных исследований симметрии спаривания в ВТСП во второй и третьей частях обзора приведены только те из них, которые (по мнению авторов) необходимы для понимания  $d$ -спаривания. В четвертой части дан краткий анализ особенностей магнитных свойств  $d$ -ВТСП, таких как сильные АФ флуктуации, фазовое расслоение и необычные свойства вихревого состояния. В заключении обсуждаются некоторые механизмы спаривания и связанные с ними микроскопические теории.

## 2. Феноменологическая теория $d$ -сверхпроводников

Принципиальная возможность существования сверхпроводимости с  $d$ -спариванием была показана в работах [13–15,25]: в рамках модели Хаббарда обмен флуктуационными АФ возбуждениями приводит к спариванию электронов с четным орбитальным моментом  $l = 2$  в  $d$ -канале с  $d_{x^2-y^2}$ -компонентой. Однако этот механизм не привлек в то время особое внимание, так как он не объяснял высоких значений  $T_c$ . Более полный подход, развитый позже в феноменологической и самосогласованной моделях [26] с использованием параметров из ЯМР измерений [22], показал, что этот механизм спаривания приводит к  $d_{x^2-y^2}$ -симметрии СПП с константой взаимодействия, достаточной для высоких значений  $T_c$ . Ван Харлинген, один из авторов первого прямого экспериментального свидетельства  $d_{x^2-y^2}$ -симметрии [28], отмечал: «С экспериментальной точки зрения предсказание  $d_{x^2-y^2}$ -симметрии было значительным шагом, так как оно положило на стол проверяемую гипотезу, что вызвало огромную волну экспериментов, ориентированных на определение симметрии спаривания» [40]. Эти эксперименты основаны на зависимости чувствительности туннельного тока в джозефсоновском контакте от фазы волновой функции куперовской пары, которая при  $d$ -волновом СПП зависит от направления вектора  $\mathbf{k}$ . Решающую роль при определении симметрии СПП сыграла обобщенная теория Гинзбурга—Ландау, позволившая провести классификацию симметрий сверхпроводящих состояний.

### 2.1. Обобщенные уравнения Гинзбурга—Ландау

Обобщенная теория Гинзбурга—Ландау в приближении среднего поля для сверхпроводника вблизи  $T_c$  основана на общих свойствах симметрии [10–12] и не зависит от микроскопического механизма сверхпроводимости (см. [37,43,44]). Функционал Гинзбурга—Ландау вблизи  $T_c$  является разложением свободной энергии  $F$  по четным степеням СПП и должен оставаться скаляром при преобразованиях с полной группой симметрии. Для  $d$ -ВТСП учет спин-орбитальной связи приводит к тому, что одночастичные состояния уже не являются собственными состояниями спинорных операторов. Учет спин-орбитальной связи в адиабатическом приближении позволяет перейти к псевдоспиновому представлению с формально идентичными преобразованиями, применение

которого оправданно в тех случаях, когда не требуется раздельного преобразования спинового и орбитального пространств.

Для идеализированной тетрагональной решетки полная группа симметрии состоит из кристаллической группы  $D_{4h}$ , группы обращения времени  $K$  и градиентно-инвариантной группы  $U(1)$ . При дальнейшем изложении в этом разделе будут использованы таблицы из обзора [37]. Группа  $D_{4h}$  имеет десять неприводимых представлений, из которых пять  $\Gamma_1^+$ ,  $\Gamma_2^+$ ,  $\Gamma_3^+$ ,  $\Gamma_4^+$ ,  $\Gamma_5^+$  соответствуют четным базисным функциям. В общем случае для невырожденных синглетных  $s$ - и  $d$ -волновых состояний с соответствующими неприводимыми представлениями  $\Gamma_1^+$ ,  $\Gamma_3^+$  щель  $\Delta(\mathbf{k}, \mathbf{r})$ , симметрия которой совпадает с симметрией парной волновой функции, зависит от волнового вектора  $\mathbf{k}$  и координаты  $\mathbf{r}$  центра масс спаренного состояния электронов:

$$\begin{aligned} \Delta(\mathbf{k}, \mathbf{r}) = & \eta_{s-i}(\mathbf{r}, \Gamma_1^+) \Delta_{s-i}(\Gamma_1^+, \mathbf{k}) + \\ & + \eta_{s-ex}(\mathbf{r}, \Gamma_1^+) \Delta_{s-ex}(\Gamma_1^+, \mathbf{k}) + \eta_d(\mathbf{r}, \Gamma_3^+) \Delta(\Gamma_3^+, \mathbf{k}), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\eta_{s-i}$  и  $\eta_{s-ex}$  — комплексные СПП  $s$ -волновых изотропного и расширенного состояний соответственно;  $\eta_d$  — СПП  $d$ -волнового состояния;  $\Delta_{s-i}(\Gamma_1^+, \mathbf{k})$ ,  $\Delta_{s-ex}(\Gamma_1^+, \mathbf{k})$ ,  $\Delta(\Gamma_3^+, \mathbf{k})$  — базисные функции представлений  $\Gamma_1^+$ ,  $\Gamma_3^+$ ;

$$\Delta_{s-i}(\Gamma_1^+, \mathbf{k}) = 1;$$

$$\Delta_{s-ex}(\Gamma_1^+, \mathbf{k}) = \Delta_s(k_x^2 + k_y^2); \quad \Delta_s = \Delta_{s-ex}(\Gamma_1^+, 0);$$

$$\Delta(\Gamma_3^+, \mathbf{k}) = \Delta_d(k_x^2 - k_y^2); \quad \Delta_d = \Delta(\Gamma_3^+, 0).$$

Одновременный учет  $s$ - и  $d$ -волновых состояний необходим, если их критические температуры близки [37], а в неоднородных сверхпроводниках, содержащих структурные или топологические дефекты, это связано с зависимостью СПП от  $\mathbf{r}$  [45]. В общем виде с учетом связи между  $\eta_d$  и  $\eta_s$  (равным  $\eta_{s-i}$  или  $\eta_{s-ex}$ ) свободная энергия в магнитном поле  $\mathbf{H}$  равна

$$F(\eta_s, \eta_d) = F_s(\eta_s) + F_d(\eta_d) + F_{sd}(\eta_s, \eta_d) + \frac{1}{8\pi} |\mathbf{h}|^2, \quad (2)$$

где все слагаемые должны удовлетворять условию инвариантности при преобразованиях с полной группой симметрии:

$$F_s(\eta_s) = \alpha_s |\eta_s|^2 + \beta_s |\eta_s|^4 +$$

$$+ K_{s1}(|D_x \eta_s|^2 + |D_y \eta_s|^2) + K_{s2}|D_z \eta_s|^2; \quad (3)$$

$$F_d(\eta_d) = \alpha_d |\eta_d|^2 + \beta_d |\eta_d|^4 +$$

$$+ K_{d1}(|D_x \eta_d|^2 + |D_y \eta_d|^2) + K_{d2}|D_z \eta_d|^2; \quad (4)$$

$$F_{sd}(\eta_s, \eta_d) = \beta_{sd} |\eta_s|^2 |\eta_d|^2 + \beta_4 (\eta_s^{*2} \eta_d^2 + \eta_s^2 \eta_d^{*2}) +$$

$$+ K_{sd} [(D_x \eta_s)^* (D_x \eta_d) - (D_y \eta_s)^* (D_y \eta_d) + \text{c.c.}]. \quad (5)$$

Здесь  $D_i = \partial/\partial x_i - 2ieA_i/c$ ;  $\mathbf{h} = \nabla \times \mathbf{A}$ ,  $\mathbf{A}$  — вектор-потенциал. Необходимость учета последнего слагаемого в (5) — смешанных градиентных членов — была отмечена в [46] и подтверждена при микроскопическом выводе обобщенных уравнений Гинзбурга — Ландау с эффективным двухчастичным потенциалом взаимодействия [47]. Как показано ниже (разд. 4.2), с этими слагаемыми, линейными по  $\eta_s$ , связан эффект индуцирования  $s$ -волнового состояния в неоднородном  $d$ -ВТСП.

Следует отметить, что для  $d$ -ВТСП в (2) необходимо добавить слагаемое, учитывающее взаимодействие однородных деформаций с  $\eta_d$ , которое приводит к спонтанной анизотропной деформации кристаллической решетки  $\sim |\eta_d|^2 \sim |T - T_c|$  [37], равной нулю при  $s$ -спаривании.

### 2.2. Эффект Джозефсона в $d$ -ВТСП

В джозефсоновском контакте электроны, движущиеся перпендикулярно его поверхности, дают основной вклад в ток и туннелирование чувствительно к ориентации поверхности контакта и направлению кристаллических осей по обе стороны от контакта. В теории Гинзбурга — Ландау свободная энергия поверхности контакта с СПП  $\eta_1$  и  $\eta_2$  с одной и с другой стороны контакта равна [37,41]

$$F_{12} = t_0 \int dS \chi_1(\mathbf{n}_1) \chi_2(\mathbf{n}_2) [\eta_1^* \eta_2 + \eta_1 \eta_2^*], \quad (6)$$

где  $t_0$  — величина связи;  $\mathbf{n}_i$  — вектор, перпендикулярный поверхности с  $i$ -й стороны контакта, симметрия которой  $\chi_i(\mathbf{n}_i)$  совпадает с симметрией СПП  $\eta_i$ . Из вариации полной свободной энергии  $F = F_d + F_{12}$  по  $\eta_1$  и  $\eta_2$  следуют граничные условия на поверхности:

$$[K_{d1}(n_{1x} D_x + n_{1xy} D_y) + K_{d2} n_{1z} D_z] \eta_1 =$$

$$= -t_0 \chi_1(\mathbf{n}_1) \chi_2(\mathbf{n}_2) \eta_2. \quad (7)$$

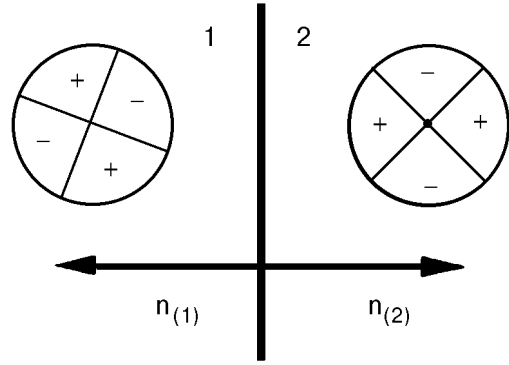


Рис. 1. Джозефсоновский  $\pi$ -контакт между двумя  $d$ -ВТСП (в окружностях указана ориентация кристаллической решетки и знак  $\Delta_d(k)$  по обе стороны контакта). (Из работы [41]).

Второе уравнение получается перестановкой индексов «1» и «2». Плотность тока  $J$ , перпендикулярного поверхности, определяется из условия

$$\mathbf{n} \times \mathbf{J} = c\mathbf{n} \times \frac{\partial F}{\partial \mathbf{A}} \quad (8)$$

и равна

$$J = \frac{4\pi c t_0}{\Phi_0} \chi_1(\mathbf{n}_1) \chi_2(\mathbf{n}_2) |\eta_1| |\eta_2| \sin(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (9)$$

Здесь  $\varphi_i$  — фаза  $i$ -го СПП. Джозефсоновский ток зависит от фазы парной волновой функции и может иметь любой знак в зависимости от направления  $\mathbf{n}$ , если хотя бы один из сверхпроводников имеет  $d_{x^2-y^2}$ -симметрию СПП (рис. 1). Отрицательный критический ток эквивалентен скачку фазы на  $\pi$  в контакте и в нулевом магнитном поле приводит к спонтанному току, который генерирует магнитный поток величиной  $\Phi_0/2$ .

В 1967 г. при первом наблюдении потока  $\Phi_0/2$  в джозефсоновском контакте [48] была высказана гипотеза о рассеянии на магнитной примеси, которая нашла теоретическое обоснование в работе Булаевского и др. [49]. Предположение о связи потока  $\Phi_0/2$  с нулями сверхтекучего параметра порядка было высказано впервые Воловиком и Минеевым [50]. Позже были предприняты попытки экспериментального [51] и теоретического [52] изучения эффекта Джозефсона в соединениях с тяжелыми фермионами. В работах Гешкенбейна и др. [52] впервые отмечалось, что туннельный ток обращается в нуль, когда нормаль к поверхности

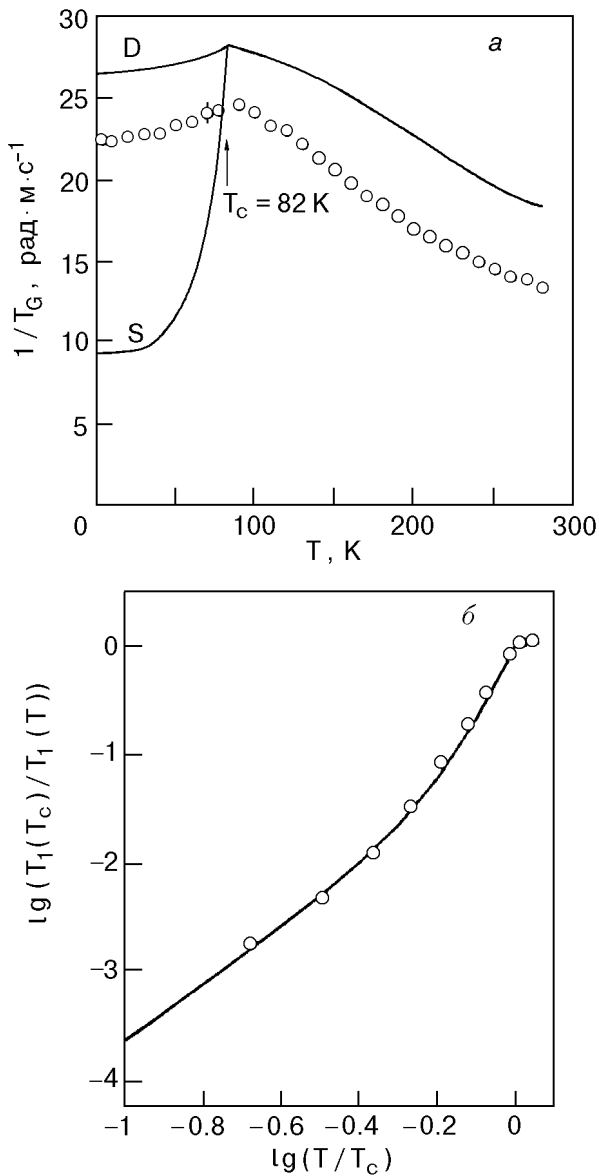


Рис. 2. Температурная зависимость (а) обратного времени поперечной  $T_G$  и (б) продольной  $T_1$  релаксации ядра  $^{63}\text{Cu}$  для YBCO. Линии — результаты расчета ( $D$  — для  $d$ - и  $S$  для  $s$ -симметрий СПП); (O) — данные измерений. (Из работ [18,54,55]).

ориентирована вдоль направления, в котором зануляется щель в спектре возбуждений. В 1992 г. Сигрист и Райс предложили для тестирования  $d_{x^2-y^2}$ -симметрии в ВТСП использовать чувствительность эффекта Джозефсона к скачку фазы СПП [27].

### 3. Экспериментальные свидетельства $d_{x^2-y^2}$ -спаривания

Уже в первых работах по изучению необычной сверхпроводимости [4,6,8,10,11] было показано,

что при наличии нулей в щели спектр возбуждений начинается с энергии равной нулю и различные физические величины должны иметь степенную температурную зависимость. Линия нулей в щели  $d$ -ВТСП приводит к степенным температурным зависимостям теплоемкости (предсказаны в работе Воловика и Горькова [11] и измерены в [24]) и глубины проникновения магнитного поля [23,53]. На рис. 2 приведены результаты вычислений и измерений температурных зависимостей «поперечной» [20,54] и «продольной» скоростей релаксации ЯМР [18,55]. Эти и другие «косвенные» измерения (туннелирование квазичастиц, фотоэмиссионная спектроскопия [56]) уже в 1993 г. позволили надежно установить анизотропию щели, которая находила интерпретацию с позиций  $d$ - и  $s$ -симметрии СПП: измерения модуля  $|\Delta(\mathbf{k})|$ , его анизотропии и даже существование нулей не позволяют отличить  $d_{x^2-y^2}$ -симметрию от  $s$ -симметрии СПП, учитывающей анизотропию и орторомбические искажения кристаллической решетки ВТСП [57]. Зависимости от  $\mathbf{k}$  функций  $\Delta_d(\mathbf{k})$ ,  $\Delta_{\text{anis}}(\mathbf{k})$  и  $\Delta_{\text{gen}}(\mathbf{k})$  приведены на рис. 3, видно, что только измерения анизотропии фазы щели позволяют определить симметрию спаривания.

Прямые наблюдения  $d$ -волнового СПП были осуществлены в трех модификациях экспериментов с джозефсоновскими контактами. В одних для определения сдвига фазы на  $\pi$  были использованы интерференционные эффекты [28,58], в других — модуляция критического тока магнитным полем [31,32]. Существенный недостаток этих двух методик состоял в необходимости для измерений хороших монокристаллов. Третья методика — трикристаллическая магнитометрия колец из сверхпроводящих эпитаксиальных пленок — позволила наблюдать эффект квантования магнитного потока с  $\Phi_0/2$  в измерениях с пленками YBCO, GdBCO, Tl2201, Bi2212 [29,30,36].

Первые наблюдения сдвига фазы на  $\pi$  проводились при температуре 2–4 К на сверхпроводящих квантовых интерференционных приборах (СКВИД), состоящих из двух джозефсоновских контактов (монокристалл YBCO — барьер из золота — тонкая пленка из свинца) [28]. Схема расположения контактов в угловой и плоской конфигурациях представлена на рис. 4. Сдвиг фазы и квант потока  $\Phi_0/2$  наблюдались при угловой конфигурации, когда джозефсоновские контакты располагались на

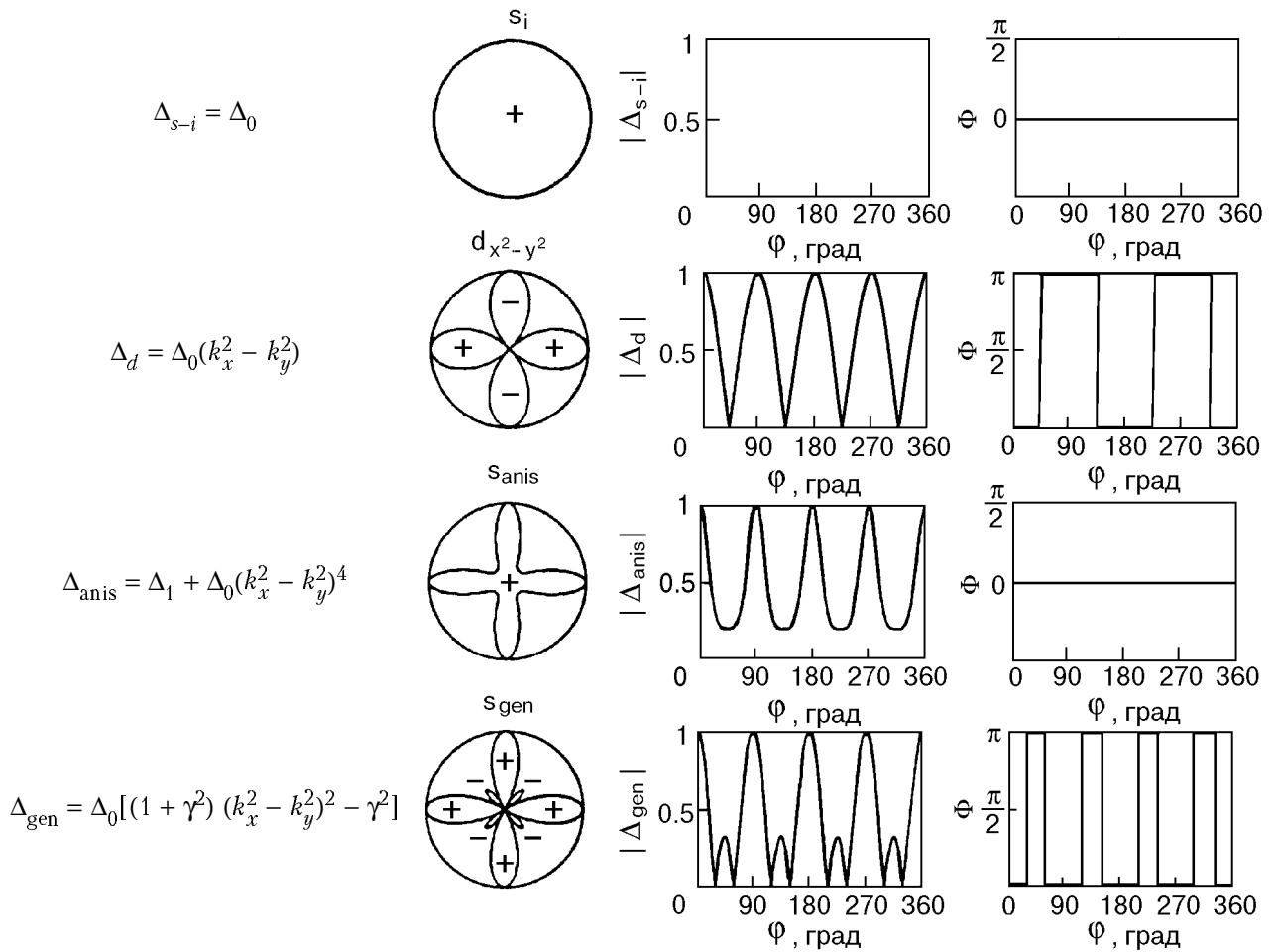


Рис. 3. Зависимости  $\Delta(\mathbf{k})$ , модуля  $|\Delta(\mathbf{k})|$  и фазы  $\Phi$  от направления в плоскости  $\text{CuO}_2$  для  $d$ - и  $s$ -спаривания ( $|\Delta_{s-i}|$  от  $\mathbf{k}$  не зависит) (из работы [40]).

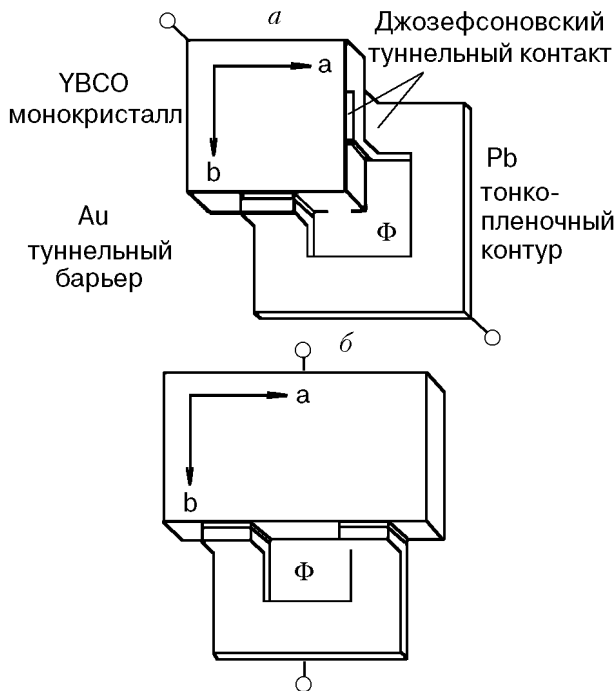


Рис. 4. Схема расположения контактов в сверхпроводящих квантовых интерференционных приборах (СКВИД): угловая конфигурация (а), плоская конфигурация, используемая для контроля (б). (Из работы [40]).

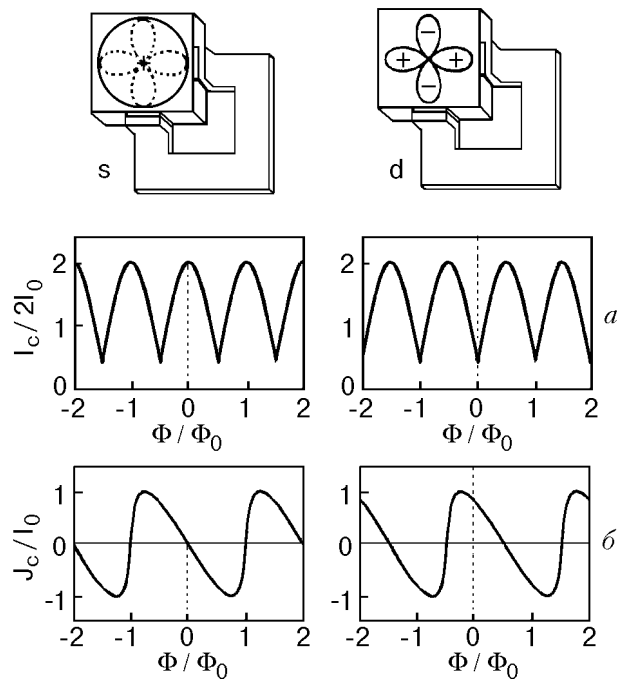


Рис. 5. Модуляция критического (а) и циркуляционного (б) токов магнитным полем в СКВИД-приборах с  $d$ -ВТСП и  $s$ -НТСП в угловой конфигурации ( $I_0$  — нормировочный множитель). (Из работы [40]).

двух ортогональных плоскостях  $ac$  и  $bc$ , образуя биметаллическое кольцо. На рис. 5,а приведена модуляция критического тока магнитным полем для СКВИД'ов с монокристаллами  $s$ -НТСП и  $d$ -ВТСП, видно, что в угловой конфигурации при  $H = 0$  для  $s$ -НТСП, в отличие от  $d$ -ВТСП, наблюдается один нерасщепленный максимум. Сравнивая зависимости циркуляционного тока  $J_c(\Phi/\Phi_0)$  (рис. 5,б), можно убедиться, что для  $s$ -НТСП  $J_c = 0$  при целых значениях  $\Phi/\Phi_0$ , для  $d$ -ВТСП — при полуцелых. На рис. 6 приведены результаты измерения зависимости критического тока от магнитного поля для монокристалла YBCO [31]: в угловой конфигурации наблюдается характерный для  $d$ -ВТСП расщепленный максимум. В таких же измерениях при плоской конфигурации контактов сдвига фазы нет и наблюдается один нерасщепленный максимум в нуле. Серьезное замечание Клемма [59] о том, что к токовой сингулярности или к захваченному магнитному моменту может приводить угловая конфигурация, было проанализировано в [28], измерения с Nb-СКВИД показали, что «угловые» эффекты несущественны [40].

Методика трикристаллической магнитометрии колец из сверхпроводящих эпитаксиальных пленок может быть использована как систематический тест симметрии СПП. Геометрия измерения сканирующим СКВИД-микроскопом спонтанной намагниченности колец из эпитаксиальной пленки YBCO, осажденной на трикристаллическую подложку SrTiO<sub>3</sub> (100), показана на рис. 7 [29]. Углы ориентации осей  $a$  и  $b$  в сверхпроводящих кольцах и границ трех кристаллов подложки выбраны так, что у трех колец имеется четное число контактов со сдвигом фазы на  $\pi$  и у одного, расположенного в центре, — нечетное (левая часть рис. 7). Четное число контактов не приводит к скачку фазы на  $\pi$ , а нечетное приводит. Измерение СКВИД-микроскопом кванта магнитного потока при 4,2 К дает  $\Phi_0/2$  только для кольца с нечетным числом контактов. Если изменять углы в контрольном образце с кольцами с таким же числом контактов, то при измерении не наблюдаются кванты  $\Phi_0/2$  (правая часть рис. 7), что показывает несостоятельность предположения о другом, не зависящем от симметрии СПП, механизме сдвига фазы на  $\pi$ , например, магнитной примесью в контакте. Этой же группой авторов проведена трикристаллическая магнитометрия в специальной геометрии, позволяющей исключить возможность смешивания  $s$ - и  $d$ -волновых сим-

етрий [36]. Таким образом, прямые наблюдения кванта  $\Phi_0/2$  в иттриевых образцах различной формы [28–30] и в пленках GdBCO, Tl2201, Bi2212 [32–35,36], как было отмечено в [36], свидетельствуют о  $d$ -волновой симметрии СПП. Следует отметить, что попытки объяснения этих же экспериментов с позиций  $s$ -волновой симметрии продолжаются. Однако число прямых и косвенных свидетельств в пользу  $d$ -волновой симметрии СПП увеличивается. Наиболее серьезное из них — сосуществование сверхпроводимости и антиферромагнетизма (см. разд. 4.1).

#### 4. Магнитные свойства $d$ -ВТСП

Вывод об определяющей роли флуктуационных спиновых возбуждений при формировании поверхности Ферми ВТСП к настоящему времени достаточно хорошо обоснован (см. обзоры [42,60] и ссылки в них). По-видимому, этим можно объяснить особенности магнитных свойств  $d$ -ВТСП, такие как наблюдение псевдощели, динамический аналог фазового расслоения (зарядовое упорядочение) и необычная структура вихревых возбуждений.

О существовании флуктуационных АФ возбуждений в соединениях La<sub>2-x</sub>Sr<sub>x</sub>CuO<sub>4</sub> [61], YBCO [62,63] и Bi2212 [64–66] во всем интервале допирования хорошо известно. Фотоэмиссионная спектроскопия (ARPES) Bi2212 [64] показала, что АФ возбуждения приводят к удвоению периода поверхности Ферми и связанному с этим появлению линий низкой интенсивности фотоэлектронов. Такие «теневые» состояния предсказаны ранее в феноменологической модели [67] и связывались с процессами переброса при  $|\mathbf{k}' - \mathbf{k} - \mathbf{Q}| < 1/\zeta$ , где  $\zeta$  — длина сильных АФ корреляций, а  $\mathbf{Q} = (\pi, \pi)$  — АФ вектор (безразмерная величина  $k$  нормирована на обратную постоянную решетки  $a$ ). Плотность состояний, вычисленная вблизи уровня Ферми  $\epsilon_F$  в предположении о максимуме спиновой восприимчивости в окрестности вектора  $\mathbf{Q}$ , свидетельствует о наличии спиновой псевдощели (провала при  $\epsilon_F$  и максимумов справа и слева). Законы дисперсии, полученные для Bi2212 методом ARPES [65], непосредственно свидетельствуют об открытии щели на поверхности Ферми вдоль линии  $(\pi, 0) - (\pi, \pi)$  при уменьшении концентрации дырок. В то же время изучение псевдощели в Bi2212 с помощью туннельной спектроскопии [66] показало, что природа и симметрия сверхпроводящего состояния не зависят от степени допирования.

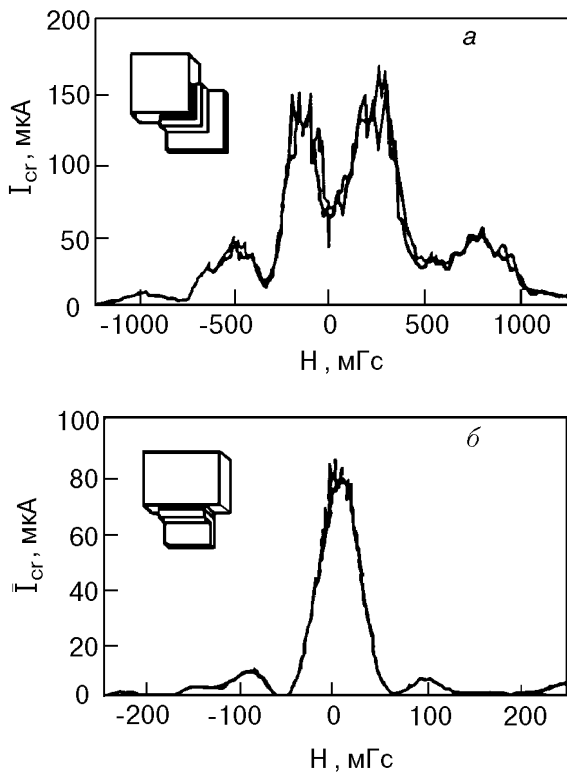


Рис. 6. Модуляция критического тока магнитным полем в измерениях СКВИД-приборами с двумя джозефсоновскими контактами (монокристалл YBCO – барьер из золота – тонкая пленка из свинца) [31] в угловой конфигурации (а) и в плоской (б).

Результаты измерений ЯМР и наблюдений инфракрасных спектров [68] указывают на возникновение псевдощели для слабо допированного (при  $T^* > T_c$ ) и оптимально допированного (при  $T^* = T_c$ ) составов.

К настоящему времени имеется несколько различных гипотез о природе псевдощели (см., например, работу Абрикосова [69] и ссылки в ней). В обзоре Овчинникова [60] высказано предположение, что возникновение псевдощели связано с зарядовым упорядочением (динамическим аналогом фазового расслоения), к которому приводит сегрегация допированных дырок в проводящие области [70] (например, в проводящие капли Нагаева [70]) и образование диэлектрических локальных доменов с ближним АФ порядком [64,67]. Подобная модель положена в основу микроскопической теории высокотемпературной сверхпроводимости Эмери и др. [71] (см. ниже). Эти гипотезы [69–71], также как и высказанные в обзоре [72] предположения о роли флуктуаций фазы СПП в возникновении псевдощели, все же оставляют вопрос о природе псевдощели открытым.

#### 4.1. Зарядовое упорядочение

Начиная с первых предположений о возможности сегрегации допированных дырок в АФ диэлектрике и образования областей, свободных от лишних дырок и «богатых» ими [70], и экспериментальных наблюдений расслоения фаз в лантановых купратах [73] этот вопрос продолжает интенсивно изучаться. Подтверждение связи сверхпроводимости и фазового расслоения, связанного с зарядовым упорядочением, было получено в работе [74]: для высококачественного кристалла  $La_2CuO_{4+x}$  при  $x = 0,03$  расслоение фаз не наблюдалось, но при этом  $T_c \approx 12$  К, а в более дефектном кристалле уже при  $x = 0,04$  оно происходит и  $T_c \approx 40$  К.

Большой интерес вызывает изучение влияния допирования на зарядовое упорядочение: в допированной медью системе  $La_2CuO_{4+x}$  при комнатной температуре обнаружены металлические полосы (мет-страйпы) и непроводящие полосы с периодом около 11 Å [75]. В этой же системе, допированной Nd и Sr, изучена связь между страйп-фазами и сверхпроводимостью — с увеличением концентрации стронция от 0,12 до 0,20, т.е. с уменьшением ширины непроводящих полос,  $T_c$  увеличивается от 4 до 15 К [76]. Результаты недавно опубликованных измерений [77] убедительно свидетельствуют о том, что в лантановых системах температура зарядового

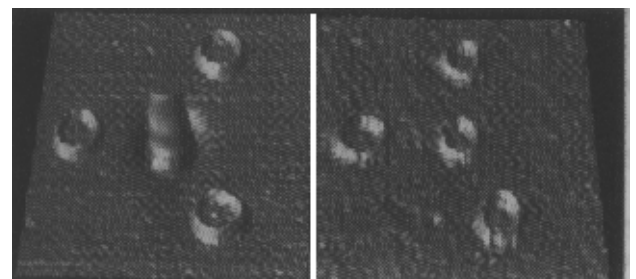
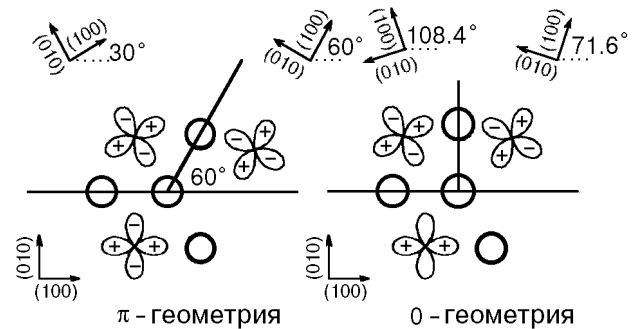


Рис. 7. Геометрия и изображение измерений сканирующим СКВИД-микроскопом двух трикристаллических образцов YBCO: слева — с одним  $\pi$ -контактом, справа — без  $\pi$ -контактов. Образцы охлаждены в поле  $H < 5$  мГс и сканировались при 4,2 К. (Из работы [30]).



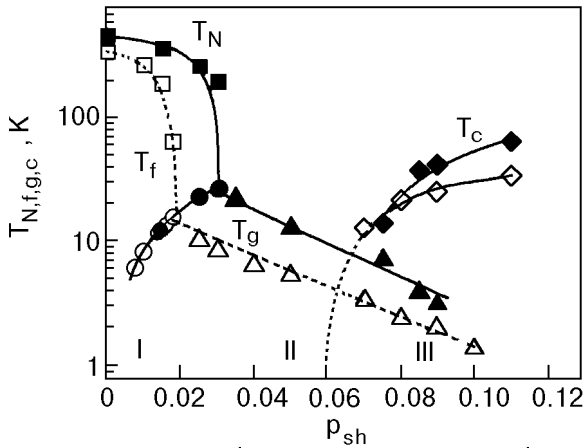


Рис. 8. Магнитная фазовая диаграмма как функция концентрации дырок  $p_{sh}$  на плоскости  $\text{CuO}_2$  для соединений  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  (открытые символы) и  $\text{Y}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,02}$  (темные символы). Режим упорядочения спинов (режим I): зависимости температуры Нёеля  $T_N(p_{sh})$  спинов  $\text{Cu}^{2+}$  в 3D АФ состоянии ( $\square$ ,  $\blacksquare$ ), температура замерзания спинов допированных дырок  $T_f(p_{sh})$  ( $\circ$ ,  $\bullet$ ). Режим зарядового упорядочения (режим II): переход в состояние кластерного спинового стекла  $T_g(p_{sh})$ , которое в режиме III сосуществует со сверхпроводимостью ( $\Delta$ ,  $\blacktriangle$ )[85].

упорядочения ( $T_{ch} \sim 217$  К) значительно выше температуры спинового упорядочения ( $T_{sp} \sim 110$  К), и при  $T > T_{ch}$  наблюдаются флуктуации страйп-фаз.

При наблюдении дальней тонкой структуры рентгеновского поглощения и электронной дифракции [78] в  $\text{Bi2212}$  в плоскости  $ab$  обнаружено чередование мет-страйп с низкотемпературной орторомбической структурой и полос диэлектрической тетрагональной фазы с ширинами  $5,3a$  и  $9,3a$  соответственно (см. рис. 25 в [60]). К подобному заключению приводит и анализ данных ARPES измерений в  $\text{Bi2212}$  [79]. С существованием полос тетрагональной фазы можно связать наблюдавшийся при  $T < T_c$  максимум поглощения энергии низкочастотного звука в висмутовых образцах, содержащих фазу 2212 (см. [80] и ссылки в ней), к которому приводит вклад в свободную энергию взаимодействия однородных деформаций с  $\eta_d$  (разд. 2.1).

Изучение рассеяния нейтронов в  $\text{YBCO}$  [81] свидетельствует о существовании подобных, но неупорядоченных структур. Результаты исследования спектров ядерного комбинационного рассеяния в  $\text{TmBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$  [82], для объяснения которых была использована модель «спиновых лестниц»[83], также приводят к выводу о зарядовом упорядочении. Природа зарядового упорядочения и очевидной связи его со сверхпроводимостью оксидов меди не

установлена и продолжает интенсивно обсуждаться [71,84]. В работах [84] развиты два различных подхода к интересной идее о существовании в электронной подсистеме двух пространственно разделенных компонент: одна из них состоит из локализованных, другая из коллективизированных электронов.

Некоторые важные закономерности спинового упорядочения для  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  ( $\text{LaSr-214}$ , с одной плоскостью  $\text{CuO}_2$ ) и  $\text{Y}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,02}$  ( $\text{YCa-123}$ , с двумя плоскостями  $\text{CuO}_2$ ) получены недавно при изучении вращения спинов мюонов [85]. Измерения спиновой поляризации мюонов позволили оценить размеры немагнитных областей — они меньше  $20 \text{ \AA}$ . На рис. 8 приведены магнитные фазовые диаграммы в зависимости от концентрации дырок  $p_{sh}$  в плоскости  $\text{CuO}_2$ , на которых отмечены три различные режима магнитного поведения. В области малых  $p_{sh}$  (режим I) спины  $\text{Cu}^{2+}$  и спины дырок упорядочиваются независимо: первые — в 3D АФ состоянии при температуре Нёеля  $T_N$ , последние «замерзают» при  $T_f$ . С повышением  $p_{sh}$  при  $T_N(p_{sh}) = T_f(p_{sh}) = T_g$  происходит переход в состояние с сильными магнитными корреляциями (режим II), подобное состоянию спинового стекла (авторы назвали это состояние «кластерным спиновым стеклом»). Отсутствие дальнего АФ порядка можно объяснить ограниченными размерами  $L(p_{sh}) \approx p_{sh}^{-1/2}$  АФ областей, возникающих при зарядовом упорядочении. В режиме III состояние «кластерного спинового стекла» сосуществует со сверхпроводящим состоянием (авторы отмечают лишь небольшое отличие зависимости  $T_g(p_{sh})$  от таковой для несверхпроводящих образцов). Идентичность магнитного поведения соединений  $\text{LaSr-214}$  и  $\text{YCa-123}$  позволяет считать сосуществование АФ и сверхпроводящего состояний свойством, присущим плоскостям  $\text{CuO}_2$ .

#### 4.2. Вихри

Свойства вихревого состояния с  $d$ -волновой симметрией СПП существенно отличаются от свойств  $s$ -НТСП. Прежде всего возникает вопрос о влиянии зарядового упорядочения на решетку вихрей. В работе [85] отмечается зависимость последней от характера фазового расслоения: при микроскопических размерах страйп-фаз решетка вихрей существует во всем объеме образца; при макроскопических (около  $3000 \text{ \AA}$ ) — только в мет-страйпах.

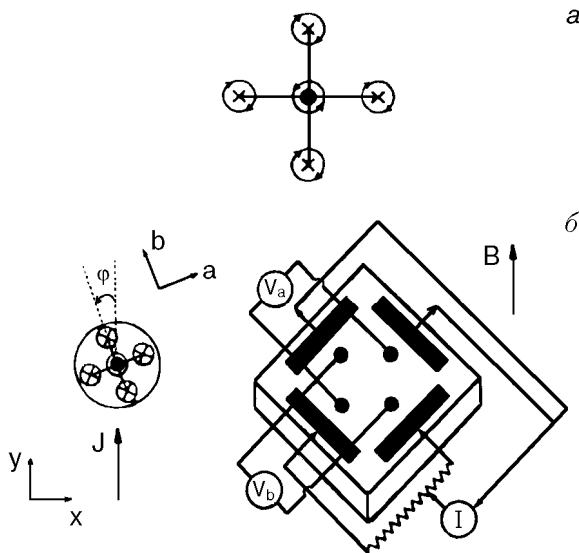


Рис. 9. (а) Структура блока вихрей: *d*-вихрь (в центре) и четыре *s*-вихря по осям *a* и *b*. Стрелками показано направление циркуляции сверхтекучей скорости в вихрях (из работы [91]). (б) Схема относительной ориентации *s*- и *d*-вихрей, кристаллических осей и тока;  $\phi$  - угол между направлением тока и осью *b* (слева). Справа – схема эксперимента для измерения зависящего от угла  $\phi$  эффекта Холла (из работы [93]).

В *s*-НТСП основной вклад в плотность состояний  $N(0)$  дают локализованные вихревой линией состояния [86]:  $N(0) \sim N_F \xi^2$  ( $N_F$  – плотность состояний в нормальном металле;  $\xi$  – длина когерентности). Такие состояния существуют и для СПП с линией нулей, однако, как показано в работе Воловика [45], их вклад мал по сравнению с вкладом от делокализованных состояний, равным

$$N(0) \sim N_F \sqrt{H/H_{c2}},$$

здесь  $H_{c2}$  – верхнее критическое поле. Зависимость плотности состояний от магнитного поля дает пропорциональный  $H^{1/2}$  вклад в теплоемкость, наблюдавшийся в работах [23]. Такие делокализованные состояния приводят к сингулярности вихревой плотности состояний и к особым законам подобия термодинамических и кинетических свойств *d*-ВТСП при низких температурах в малых полях ( $B \ll H_{c2}$ ) [87].

Для сверхчистых *d*-ВТСП при низких температурах ( $T \ll T_c$ ) локализованные вихревой линией состояния существенно влияют на динамику движения вихрей при  $B/H_{c2} \ll T/T_c$ : появляется конечная диссипация потока, обусловленная аналогом затухания Ландау на модах в коре вихря [88]. Появление этих мод можно объяснить наличием минищели в спектре локализованных состояний (равной нулю при *s*-спаривании), существование

которой в Bi2212 подтверждается измерениями [88].

Важная особенность вихревой линии *d*-ВТСП связана с топологической неустойчивостью линии нулей СПП [89] – внутри кора вихря существует область, в которой полная функция  $\Delta(k)$  не имеет нулей и кор вихря должен содержать все возможные элементы симметрии  $\Gamma_1^+$  и  $\Gamma_3^+$ , т.е. и *s*-, и *d*-волновые состояния с противоположными знаками фаз параметров порядка [45]. Реном и др. в [90] было показано, что с учетом смешанных градиентных членов  $F_{sd}$  в обобщенных уравнениях Гинзбурга–Ландау (2),(5) сверхпроводящее состояние в магнитном поле можно считать чисто *d*-волновым только в однородных образцах, а в неоднородных – в масштабах, больших глубины проникновения поля  $\lambda$ . Смешанные градиентные члены в неоднородном сверхпроводнике индуцируют *s*-волновые состояния как внутри кора вихря (с фазой *s*-волнового СПП равной  $-\theta$ , обратной фазе *d*-волнового СПП  $\theta$  [45]), так и вне кора на расстояниях  $\xi \ll r \ll \lambda$  (с фазой *s*-волнового СПП равной  $+\theta$ ) с параметром порядка, убывающим с расстоянием от *d*-вихря как  $r^{-2}$  [47,90,91]. Это приводит к появлению вблизи *d*-вихря четырех *s*-вихрей, расположенных вдоль осей *a* и *b* (рис. 9,а), к анизотропии формы вихрей и к устойчивости косоугольной решетки вихрей. Такая решетка наблюдалась в YBCO [92].

В магнитном поле, перпендикулярном поверхности раздела областей с *s*- и *d*-волновыми состояниями, симметрия вращений вокруг оси *z* понижается до четырехкратно вырожденной, однако и структурная, и топологическая неоднородность сверхпроводника не приводят к локальному нарушению симметрии обратимости времени, так как разность фаз *s*- и *d*-волновых СПП равна нулю или  $\pi$  [47].

Нарушение симметрии вращений вокруг оси *z* и анизотропия формы *s*- и *d*-вихрей изменяют и транспортные свойства: анализ зависящих от времени обобщенных уравнений Гинзбурга–Ландау показал существенную нелинейную зависимость эффекта Холла от величины и направления тока [93]. На рис. 9,б показаны ориентация вихрей и тока, а также схема предлагаемого измерения зависящего от угла эффекта Холла.

### 5. Заключение

Таким образом, в настоящее время установлена *d*-симметрия СПП в соединениях YBCO, GdBCO, Tl2201, Bi2212 [28–37].

Экспериментальные исследования убедительно свидетельствуют о зарядовом упорядочении в соединениях YBCO, Bi2212 и в некоторых других ВТСП (в лантановых купратах и никелатах, в  $TmBa_2Cu_4O_8$ ) и о тесной связи зарядового упорядочения и сверхпроводимости [73–83]. В соединениях YBCO, Bi2212 в широком интервале энергий установлено существование коллективных возбуждений с максимумом спектральной функции вблизи АФ вектора  $Q$  [94,95].

Ниже приведена таблица, в которой сравниваются характеристики  $s$ -волнового состояния изотропного НТСП и  $d$ -ВТСП.

Таблица

Основные характеристики  $s$ -волнового состояния изотропного НТСП и  $d$ -ВТСП

$s$ -симметрия СПП	$d$ -симметрия СПП
Состояние электрона	
синглет	синглет
Механизм спаривания	
обмен фононами	не установлен
Функция щели $\Delta(k, r)$	
не имеет нулей	имеет линию нулей при $k_x = k_y$
Спектр возбуждений	
нет возбуждений с $E < \Delta_0$	есть возбуждения с $E \geq 0$
Температурная зависимость физических величин	
$\sim \exp(-\Delta/T)$	$\sim T^\alpha$
Квант магнитного потока $\Phi_0 = hc/2e$	
$\Phi_0$	$\Phi_0/2, \Phi_0$
Немагнитные дефекты	
мало влияют на $T_c$	существенно подавляют $T_c$
Магнитные дефекты	
подавляют $T_c$ , приводят к эффекту распаривания	влияние зависит от степени их растворимости
Сосуществование с АФ состоянием	
невозможно	экспериментально установлено

Знание симметрии СПП является первым важным шагом в определении механизма спаривания и в последующем развитии микроскопической теории ВТСП. Вполне возможно, что следующий шаг к пониманию механизма уже сделан, осталось только убедиться в этом. Почти все механизмы спаривания (см. обзор Локтева [96]) можно разбить на две группы: одни механизмы относятся к обобщенной теории БКШ, когда к спариванию электронов приводит обмен элементарными возбуждениями, а ко второй группе — все механизмы, отличные

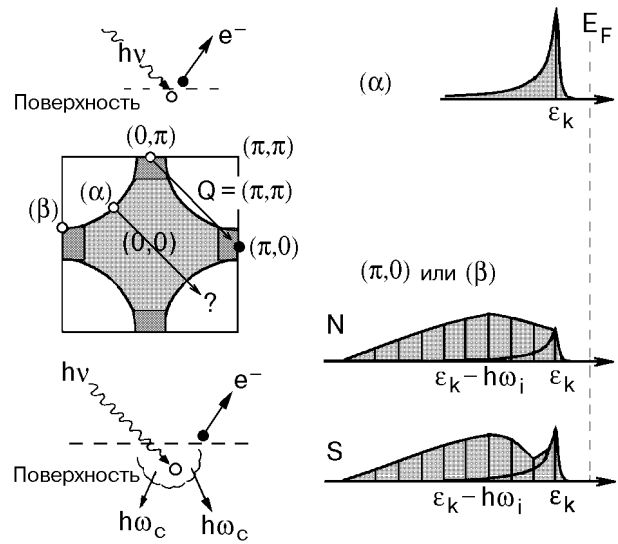


Рис. 10. Иллюстрация процесса фотоэмиссии и спектральной плотности в областях поверхности Ферми с сильной связью ( $\beta$ ) и со слабой связью ( $\alpha$ ) (из работы [94]).

от теории БКШ. В качестве примера рассмотрим те из них, которые могут привести к сверхпроводимости с  $d$ -волновым СПП.

Одной из широко известных моделей обобщенной теории БКШ (см. обзор [97] и ссылки в нем) является модель почти АФ ферми жидкости (ПАФЖ) с магнитным механизмом спаривания, предложенная в 1990 г. [26]. В этой модели спаривание (аналогичное куперовскому) обусловлено взаимодействием электронной подсистемы с флуктуационными спиновыми возбуждениями, свойства которых определяются из ЯМР измерений [22]. Вычисления по схеме Элиашберга показали, что спаривание электронов в  $d_{x^2-y^2}$ -канале приводит к сверхпроводимости с высокими  $T_c$ . Последовательность этой модели, быстрое нарастание СПП с уменьшением температуры при  $T \leq T_c$ , вполне обоснованная  $2D$   $\sigma$ -модель описания магнитного состояния [98] — все это привлекало экспериментаторов и привело к созданию специальной методики для прямых измерений фазы СПП (см. разд. 3). К успехам модели ПАФЖ можно отнести качественное согласие ее результатов с измерениями неупругого рассеяния нейтронов, с экспериментальными зависимостями продольной и холловской проводимости, с оптическими исследованиями (см. работу [99] и ссылки в ней). Недавно выполненные расчеты с учетом в схеме Элиашберга высших приближений показали усиление взаимодействия электронов со спиновыми флуктуациями с импульсом, равным АФ вектору  $Q = (\pi, \pi)$  [100]. Наиболее серьезная критика этой модели принадлежит Андерсону и связана с применением ферми-жидкостного

описания к нормальному состоянию сверхпроводника [101].

Косвенным подтверждением модели ПАФЖ можно считать результаты измерений и анализа спектров ARPES в слабо допированном Bi2212 в сверхпроводящем и нормальном состояниях в работе Шена и Шриффера [94] (рис. 10). Наблюдение пика в фотоэмиссионном спектре в сверхпроводящем состоянии авторы рассматривают как свидетельство существования коллективных возбуждений, спектральная функция которых имеет максимум вблизи вектора  $\mathbf{Q}$ . На рис. 10 видно, что дырка, находящаяся на поверхности Ферми вблизи точки  $(0, \pi)$  (области  $(\beta)$  с сильной связью), может излучить коллективное возбуждение с волновым вектором  $\sim \mathbf{Q}$  и остаться на поверхности Ферми вблизи точки  $(\pi, 0)$ . Для дырок в других точках поверхности Ферми (области  $(\alpha)$  со слабой связью) излучение возбуждения с  $\mathbf{k}' \sim \mathbf{Q}$  означает переход в состояние с волновым вектором  $\mathbf{k} - \mathbf{Q}$  далеко от поверхности Ферми. Основываясь на данных нейтронного рассеяния в других оксидах меди [95], можно предположить, что коллективная мода имеет довольно широкое распределение по энергии, однако для окончательного вывода необходимы аналогичные измерения для Bi2212 в широком интервале энергий. Сопоставляя данные работы [94] с наблюдавшимся в [102] быстрым уменьшением величины сверхпроводящей щели при увеличении плотности носителей заряда (т.е. с ростом допирования), авторы пришли к выводу, что именно эти коллективные возбуждения приводят к спариванию. Однако еще предстоит идентифицировать природу таких возбуждений и их спектральную функцию.

Механизмы спаривания, отличные от теории БКШ, и причины, которыми можно объяснить интерес к ним, обсуждались неоднократно (см. обзор [96]). Эмери, Кивельсон и Зегер недавно предложили новый механизм спаривания (ЭКЗ), являющийся спиновой аналогией сверхпроводящего эффекта близости [71]. ЭКЗ-механизм тесно связан с последними результатами исследований ВТСП и заключается в следующем:

— процесс выталкивания антиферромагнетиком допированных дырок приводит к зарядовому упорядочению, т.е. к образованию металлических и непроводящих страйп-фаз [70–72];  
 — в металлических квазиодномерных полосах происходит разделение заряда и спина дырок на «спиноны» и «холоны», предсказанное в

1968 г. [103,104] и недавно наблюдавшееся в  $1D$  SrCuO<sub>2</sub> [105];

— псевдощель появляется как следствие локального спаривания «спинонов», нейтральных возбуждений со спином  $1/2$ , которое приводит к значительным флуктуациям СПП в отдельных металлических полосах;

— сверхпроводящий переход происходит при установлении глобальной фазовой когерентности как следствие джозефсоновской связи между страйп-фазами и плоскостями CuO<sub>2</sub>.

Этот механизм является реализацией нескольких высказанных ранее идей, таких как идея Андерсона о спиновой жидкости и ее вариантов [106], идея Кивельсона и др. [107] о БКШ-подобном спаривании спинонов, которое приводит к сверхпроводимости [108]. Эмери и Кивельсон ранее [109] предсказывали тесную связь между средним расстоянием между страйпами и величиной  $T_c$ , о наблюдении которой шла речь выше [76]. Авторы работы [71] предлагают целый список уже реализованных экспериментальных свидетельств ЭКЗ-механизма и новый качественный тест: искусственно сконструировать такую систему из спиновых лестниц [83] и образца с медь-кислородными цепочками. Можно предложить в качестве резервуара холонов и спинонов использовать соединение  $1D$  SrCuO<sub>2</sub> [105]. Весьма важным для тестирования ЭКЗ-механизма представляется экспериментальное наблюдение в ВТСП при  $T > T_c$  в мет-страйпах «спинонов» и «холонов» с помощью ARPES измерений, аналогичных проведенным в [105].

Для завершения обзора следует отметить еще гипотезу Жанга [110] объединения теории сверхпроводимости и антиферромагнетизма: в рамках  $SO(5)$  симметрии существует «суперспин» — вектор с пятью компонентами, две из которых являются СПП, а три образуют АФ параметр порядка. Об оригинальности этой гипотезы можно судить по мгновенной критической реакции на нее [111].

1. R. Balian and N. R. Werthamer, *Phys. Rev.* **131**, 1553 (1963).
2. D. J. Thouless, *Ann. Phys.* (N. Y.) **10**, 553 (1960).
3. Б. В. Карпенко, *ФММ* **9**, 794 (1960).
4. P. W. Anderson and P. Morel, *Phys. Rev.* **123**, 1911 (1961).
5. А. И. Ахиезер, И. А. Ахиезер, *ЖЭТФ* **43**, 2208 (1962).
6. И. А. Привороцкий, *ЖЭТФ* **43**, 2255 (1962).
7. H. Suhl in «*Low Temperature Physics*», C. DeWitt, B. Dreyfus, and P. G. de Gennes (eds.) Gordon and Breach, New York (1962).

8. K. A. Brueckner, T. Soda, P. W. Anderson, and P. Morel, *Phys. Rev.* **118**, 1442 (1960); V. J. Emery and A. M. Sessler, *Phys. Rev.* **119**, 42 (1960).
9. F. Steglich, J. Aarts, C. D. Bredl, W. Lieke, D. Meschede, W. Franz, and H. Schäfer, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 1892 (1979).
10. E. I. Blount, *Phys. Rev.* **B32**, 2935 (1985).
11. Г. Е. Воловик, Л. П. Горьков, *ЖЭТФ* **88**, 1412 (1985).
12. D. Sahu, A. Langner, and T. F. George, *Phys. Rev.* **B38**, 2466 (1988).
13. J. E. Hirsch, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1317 (1985).
14. S. J. Scalapino, E. Loh, and J. E. Hirsch, *Phys. Rev.* **B34**, 8190 (1986).
15. K. Miyake, S. Schmitt-Rink, and C. V. Varma, *Phys. Rev.* **B34**, 6554 (1986).
16. D. Esteve, *Europhys. Lett.* **3**, 1237 (1987).
17. P. Gammel, D. J. Bishop, G. J. Dolan, J. R. Kwo, C. A. Murray, L. F. Schneemeyer, and J. V. Waszczak, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2592 (1987).
18. M. Takigawa, P. C. Hammel, R. H. Heffner, and Z. Fisk, *Phys. Rev.* **B39**, 737 (1989).
19. S. E. Barret, J. A. Martindale, D. J. Durand, C. H. Pennington, C. P. Slichter, T. A. Friedmann, J. P. Rice, and D. M. Ginsberg, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 108 (1991).
20. А. В. Бондарь, Д. Л. Лыфарь, И. Г. Михайлов в сб.: *Физические проблемы ВТСП*, (ред. В. М. Локтев), Наукова думка, Киев (1990) с. 5.
21. Y. Itoh, H. Yasuoka, Y. Fujiwara, Y. Ueda, T. Machi, I. Tomino, K. Tai, N. Koshizuka, and S. Tanaka, *J. Phys. Soc. Jpn.* **61**, 1287 (1992).
22. C. P. Slichter, in: «*Strongly-Correlated Electron Systems*» K. S. Bedell (ed.), Addison-Wesley, New-York (1994).
23. K. A. Moler, D. J. Vaar, J. S. Urbach, Ruixing Liang, W. N. Hardy, and A. Kapitulnik, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2744 (1994); A. Junod, M. Roulin, D. Revaz, A. Mirmelstein, J. Y. Genoud, E. Walker, and A. Erb, *Physica C* **282-287**, 1399 (1997).
24. W. N. Hardy, D. A. Bonn, D. C. Morgan, Ruixing Liang, and Kuan Zhang, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3999 (1993).
25. C. Gros, R. Joynt, and T. M. Rice, *Z. Phys.* **B68**, 425 (1987); N. E. Bickers, D. J. Scalapino, and R. T. Scaletor, *Int. J. Mod. Phys.* **B1**, 687 (1987); Z. Y. Weng, T. K. Lee, and C. S. Ting, *Phys. Rev.* **B38**, 6561 (1988); N. E. Bickers, D. J. Scalapino, and S. R. White, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 108 (1989).
26. A. Millis, P. Monthoux, and D. Pines, *Phys. Rev.* **B42**, 167 (1990); P. Monthoux, A. Balatsky, and D. Pines, *Phys. Rev.* **B46**, 14803 (1992); P. Monthoux and D. Pines, *Phys. Rev.* **B49**, 4261 (1994); K. Ueda, T. Moriya, and Y. Takahashi, *J. Phys. Chem. Solids* **53**, 1515 (1992).
27. M. Sigrist and T. M. Rice, *J. Phys. Soc. Jpn.* **61**, 4283 (1992).
28. D. A. Wollmann, D. J. Van Harlingen, W. C. Lee, D. M. Ginsberg, and A. J. Legget, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2134 (1993); D. A. Wollmann, D. J. Van Harlingen, and A. J. Legget, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1872 (1994).
29. C. C. 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).
30. J. R. Kirtley, M. B. Ketchen, and K. G. Stawiasz, *Appl. Phys. Lett.* **66**, 1138 (1995); *Nature* **373**, 225 (1995).
31. D. A. Wollmann, D. J. van Harlingen, J. Giapintzakis, and D. M. Ginsberg, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 797 (1995).
32. J. H. Miller, Q. Y. Ying, Z. G. Zou, N. Q. Fan, J. H. Xu, M. F. Davis, and J. C. Wolfe, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2347 (1995).
33. C. C. Tsuei, J. R. Kirtley, C. C. Chi, Lock See Yu-Jahnes, A. Gupta, T. Shaw, J. Z. Sun, and M. B. Ketchen, *J. Phys. Chem. Solids* **56**, 1787 (1995).
34. J. R. Kirtley, C. C. Tsuei, M. Rupp, J. Z. Sun, Lock See Yu-Jahnes, A. Gupta, and M. B. Ketchen, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1336 (1996).
35. J. R. Kirtley, C. C. Tsuei, and K. A. Moler, *Czech. J. Phys.* **46**, Suppl. 6, 3169 (1996); J. R. Kirtley, C. C. Tsuei, H. Raffy, Z. Z. Li, A. Gupta, J. Z. Sun, and S. Megtert, *Europhys. Lett.* **36**, 707 (1996).
36. T. M. Rice, *Proc. Fifth M<sup>2</sup>T-HTS Conf.*, *Physica C* **282-287**, P. 1, XIX (1997); C. C. Tsuei and J. R. Kirtley, *ibid.* **C282-287**, P. 1, 4 (1997).
37. M. Sigrist and K. Ueda, *Rev. Mod. Phys.* **63**, 239 (1991).
38. D. Pines and P. Monthoux, *J. Phys. Chem. Solids* **56**, 1651 (1995).
39. D. J. Scalapino, *Phys. Rept.* **250**, 331 (1995).
40. D. J. Van Harlingen, *Rev. Mod. Phys.* **67**, 515 (1995).
41. M. Sigrist and T. M. Rice, *Rev. Mod. Phys.* **67**, 503 (1995).
42. V. Barzykin and D. Pines, *Phys. Rev.* **B52**, 13585 (1995).
43. L. P. Gorkov, *Sov. Sci. Rev. A Phys.* **9**, 1 (1987).
44. J. F. Annett, *Adv. Phys.* **39**, 83 (1990).
45. Г. Е. Воловик, *Письма в ЖЭТФ* **58**, 457 (1993).
46. R. Joynt, *Phys. Rev.* **B41**, 4271 (1990).
47. J-H. Xu, Y. Ren, and C. S. Ting, *Phys. Rev.* **B52**, 7663 (1995).
48. A. H. Silver and J. E. Zimmerman, *Phys. Rev.* **157**, 317 (1967).
49. Л. Н. Булаевский, В. В. Кузий, А. А. Собянин, *Письма в ЖЭТФ* **25**, 314 (1977).
50. Г. Е. Воловик, В. П. Минеев, *Письма в ЖЭТФ* **24**, 605 (1976).
51. F. Steglich, U. Rauchschwalbe, U. Gottwick, H. M. Mayer, G. Sporn, N. Greve, U. Poppe, and J. J. M. Franse, *J. Appl. Phys.* **57**, 3054 (1985).
52. В. Б. Гешкенбейн, А. И. Ларкин, *Письма в ЖЭТФ* **43**, 306 (1986); V. B. Geschkenbein, A. I. Larkin, and A. Barone, *Phys. Rev.* **B36**, 235 (1987).
53. J. F. Annett, F. N. Goldenfeld, and S. R. Renn, *Phys. Rev.* **B43**, 2778 (1991).
54. Y. Kitaoka, *J. Phys. Soc. Jpn.* **62**, 2803 (1993); N. Bulut and D. J. Scalapino, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 2898 (1991).
55. N. Bulut and D. J. Scalapino, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 706 (1992).
56. Z.-X. Shen, D. S. Dessau, B. O. Wells, D. M. King, W. E. Spicer, A. J. Arko, D. Marshall, L. W. Lombardo, A. Kapitulnik, P. Dickinson, S. Doniach, J. Di Carlo, A. G. Loeser, and C. H. Park, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1553 (1993); J. Ma, *Science* **267**, 862 (1996).
57. S. A. Chakraverty, A. Sudbo, P. W. Anderson, and S. Dtrong, *Science* **261**, 337 (1993); P. Chaudhari and S.-Y. Lin, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1084 (1994); J. Chen, J. F. Zasadzinski, K. E. Gray, J. L. Wagner, and D. G. Hinks, *Phys. Rev.* **B49**, 3683 (1994).
58. D. A. Brawner and H. R. Ott, *Phys. Rev.* **B50**, 6530 (1994).
59. R. A. Klemm, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1871 (1994).
60. С. Г. Овчинников, *УФН* **167**, 1042 (1997).
61. R. J. Birgeneau, D. R. Gable, H. P. Jensen, M. A. Kastner, P. I. Picone, T. R. Thurston, G. Shirane, Y. Endoh, M. Sato, K. Yamada, Y. Hidaka, M. Oda, Y.

- Enomoto, M. Suzuki, and T. Murakami, *Phys. Rev.* **B38**, 6614 (1988).
62. J. M. Tranquada, P. M. Gehring, G. Shirane, S. Shamoto, and M. Sato, *Phys. Rev.* **B46**, 5561 (1992).
63. J. Rossat-Mignod, L. P. Regnault, C. Vettier, P. Bourges, P. Burllet, J. Bossy, J. Y. Henry, and G. Lapertot, *Physica C* **185-189**, 86 (1991).
64. P. Aebi, J. Osterwalder, P. Schwaller, L. H. Schlapbach, M. Shimoda, T. Moshiku, and K. Kadowaki, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2757 (1994).
65. D. S. Marshall, D. S. Dessau, and A. G. Loeser, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4841 (1996).
66. Ch. Renner, B. Revaz, and J.-Y. Genoud, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 149 (1998).
67. A. P. Kampf and J. R. Schrieffer, *Phys. Rev.* **B42**, 7967 (1990).
68. A. V. Pushkov, D. N. Basov, and T. J. Timusk, *J. Phys.: Condens. Matter* **8**, 10049 (1996).
69. A. A. Abrikosov, *Phys. Rev.* **B54**, 6708 (1996).
70. Э. Л. Нараев, *Письма в ЖЭТФ* **6**, 484 (1967); J. R. Schrieffer, S. C. Zhang, and X. G. Wen, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 944 (1988); V. J. Emery, S. A. Kivelson, and H. Lin, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 475 (1990).
71. V. J. Emery, S. A. Kivelson, and O. Zachar, *Physica C* **282-287**, 1, 174 (1997); *Phys. Rev.* **B56**, 6120 (1997).
72. V. M. Loktev and S. G. Sharapov, *Cond. Mat. Phys.* **11**, 131 (1997).
73. Э. Л. Нараев, *УФН* **165**, 529 (1995); J. M. Tranquada, B. J. Sternlieb, J. D. Axe, V. Nakamura, and S. Uchida, *Nature* **375**, 561 (1995); *Intern. Workshop on Phase Separation in HTS, J. Supercond.* **9**, №4 (1996).
74. A. A. Zakharov, A. A. Nikonov, O. E. Parfionov, M. B. Tselin, V. M. Glaskov, N. V. Revina, S. N. Barilo, D. I. Zhigunov, and L. A. Kurnevitch, *Physica C* **223**, 157 (1994).
75. X. L. Dong, B. R. Zhao, Z. X. Zhao, B. Xu, Y. Z. Huang, S. Q. Guo, J. W. Li, B. Yin, F. Wu, H. Chen, W. W. Huang, G. C. Chen, L. H. Zhao, and Z. Y. Xu, *Physica C* **282-287**, 1877 (1997).
76. J. M. Tranquada, J. D. Axe, and N. Ichikawa, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 338 (1997).
77. G. Blumberg, M. V. Klein, and S. V. Cheong, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 564 (1998); Y. Murakami, H. Kawada, H. Kawata, M. Tanaka, T. Arima, Y. Marimoto, and Y. Tokura, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 1932 (1998).
78. *Phase Separation in Cuprate Superconductors*, K. A. Muller (ed). World Scientific Pub., Singapore (1992); A. Bianconi and M. Missori, *J. Phys. (Paris)* **4**, 361 (1994).
79. M. Salkola, V. J. Emery, and S. A. Kivelson, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 155 (1996).
80. Г. Г. Сергеева, *ФНТ* **24**, 1003 (1998).
81. B. Sternlieb, J. M. Tranquada, G. Shirane, M. Sato, and S. Shamoto, *Phys. Rev.* **B50**, 12915 (1994); J. M. Tranquada, *Physica C* **282-287**, 166 (1997); H. Dai, H. A. Mook, and F. Dogan, *cond. mat.* 9707112.
82. О. Н. Бахарев, М. В. Еремин, М. А. Теплов, *Письма в ЖЭТФ* **61**, 499 (1995); М. А. Теплов, Е. В. Крюков, А. В. Дуглав, А. В. Егоров, К. Мори, *там же* **63**, 214 (1996).
83. S. Gopalan, T. M. Rice, and M. Sgrist, *Phys. Rev.* **B49**, 8901 (1994); E. Dagotto and T. M. Rice, *Science* **271**, 618 (1996).
84. A. Bianconi and M. Missori, *J. Supercond.* **8**, 545 (1995); J. S. Zhou and J. B. Goodenough, *Phys. Rev.* **B56**, 6288 (1997); C. Castellani, C. Di Castro, and M. Grilli, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4650 (1995); *Phys. Rev.* **B54**, 16216 (1996).
85. Ch. Niedermayer, C. Bernhard, T. Blasius, A. Golnik, A. Moodenbaugh, and J. I. Budnick, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 3843 (1998).
86. C. Caroli, P. G. de Gennes, and J. Matricon, *Phys. Lett.* **9**, 307 (1964).
87. Н. Б. Копнин, Г. Е. Воловик, *Письма в ЖЭТФ* **64**, 641 (1996); Г. Е. Воловик, *Письма в ЖЭТФ* **65**, 491 (1997).
88. Н. В. Копнин and Г. Е. Volovik, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1377 (1997); Ch. Renner, B. Revaz, K. Kadowaki, I. Maggio-Aprile, and O. Fischer, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 3606 (1998).
89. P. G. Grinevich and G. E. Volovik, *J. Low Temp. Phys.* **72**, 371 (1988).
90. Y. Ren, J. H. Xu, and C. S. Ting, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3680 (1995).
91. A. J. Berlinsky, A. L. Fetter, M. Franz, C. Kallin, and P. I. Soininen, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 2200 (1995); M. Franz, *Phys. Rev.* **B53**, 5795 (1996).
92. B. Keimer, J. W. Lynn, R. W. Erwin, F. Dogan, W. Y. Shih, I. A. Aksay, and J. M. Harris, *J. Appl. Phys.* **76**, 6788 (1994); I. Maggio-Aprile, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 2754 (1995).
93. J. J. Vicente Alvarez, D. Dominguez, and C. A. Balseiro, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1373 (1997).
94. Z.-X. Shen and J. R. Schrieffer, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1771 (1997).
95. N. F. Fong, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 316 (1995); S. M. Hayden, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1344 (1996).
96. В. М. Локтев, *ФНТ* **22**, 3 (1996).
97. A. V. Chubukov and D. K. Morr, *Phys. Rep.* **288**, 355 (1997).
98. Т. Н. Анцыгина, В. А. Слюсарев, *ФНТ* **21**, 127 (1995).
99. D. P. Stojkovic and D. Pines, *Phys. Rev.* **B56**, 11931 (1997).
100. P. Monthoux, *Phys. Rev.* **B55**, 16261 (1997).
101. P. W. Anderson, *Phys. Today* No 2, 11 (1994).
102. P. J. White, Z.-X. Shen, C. Kim, A. G. Loeser, P. Fournier, and A. Kapitulnik, *Phys. Rev.* **B54**, 15669 (1996).
103. E. H. Lieb and F. Y. Wu, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 1445 (1968).
104. A. Luther and V. J. Emery, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 589 (1974).
105. C. Kim, Z.-X. Shen, and N. Motoyama, *Phys. Rev.* **B56**, 15589 (1997); *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4054 (1996).
106. P. W. Anderson, *Science* **235**, 1196 (1987); *Vater. Res. Bull.* **8**, 153 (1973); V. Kalmeyer and R. B. Laughlin, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2095 (1987).
107. S. A. Kivelson, D. S. Rokhsar, and J. P. Sethna, *Phys. Rev.* **B35**, 8865 (1987); S. A. Kivelson, *Phys. Rev.* **B36**, 7237 (1987); C. Gros, *Phys. Rev.* **B38**, 931 (1988).
108. D. S. Rokhsar and S. A. Kivelson, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2376 (1988).
109. V. J. Emery and S. A. Kivelson, in *Proc. Tenth Anniversary HTS Workshop*, Houston (1996); B. Battlogg, C. W. Chu, D. V. Gubser, and K. A. Muller (eds.) World Scientific, Singapore (1996).
110. S. C. Zhang, *Science* **275**, 1089 (1997); S. Meixner, W. Hanke, E. Demler, and S. C. Zhang, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 4902 (1997).
111. M. Greiter, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 4898 (1997).

**High temperature superconductivity with  
the  $d$ -wave symmetry of the order parameter  
(Review Article)**

**G. G. Sergeeva, Yu. P. Stepanovskij,  
and A. V. Chechkin**

The direct experimental studies of the symmetry of superconducting order parameter demonstrate that

the pairing symmetry in the compounds YBCO, GdBCO, Tl2201, Bi2212 has a  $d$ -wave character. In the present paper we review experimental and theoretical studies of the  $d$ -wave superconducting state and the peculiarities of the magnetic properties such as pseudogap, charge ordering and unusual structure of vortex excitations. We also discuss briefly the mechanisms of  $d$ -wave pairing, the related microscopic theories and the proposed schemes of experimental researches.