

Отмеченные особенности зависимости T_c от a , а также большие T_c и малый изотопический эффект в купратных ВТСП на основе ртути находят объяснение в рамках двухзонной $p-d$ -модели Хаббарда в пределе сильных корреляций, когда она сводится к эффективной однозонной $t-J$ -модели [12]. В рамках этой же модели можно объяснить и появление псевдощели как результат возникновения динамических магнитных кластеров ближнего порядка. Таким образом, полученные данные свидетельствуют о том, что в купратах реализуется специфический только для них механизм спаривания, обусловленный АФМ обменом, энергия которого достигает рекордно большой величины ввиду особенностей их электронного строения.

Отдельная тема в физике ВТСП — особенности проникновения магнитного поля в сверхпроводники. С помощью измерения деполяризации прошедшего сквозь образец пучка поляризованных нейтронов и рефлектометрии поляризованных нейтронов удается изучать вихревую структуру в объеме, а также наблюдать индивидуальные вихри [13, 14].

В заключение считаю своим долгом отметить, что развитию нейтронных исследований в нашей стране на современном этапе мы в значительной степени обязаны Государственной программе по высокотемпературной сверхпроводимости, преобразованной впоследствии в Программу по актуальным направлениям в физике конденсированных сред, а также Министерству науки и технологий (ныне Минпромнауки) и Министерству РФ по атомной энергии за поддержку уникальных исследовательских реакторов России.

Список литературы

- Горемыкин Е А, Осборн Р, Тэйлор А Д *Письма в ЖЭТФ* **50** 351 (1989)
- Temprano D R et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 1990 (2000)
- Orenstein J, Millis A J *Science* **288** 468 (2000)
- Reichardt W et al. *J. Supercond.* **7** 399 (1994)
- Petrov Y et al., cond-mat/0003414
- Mirmelstein A et al. *J. Phys.: Condens. Mat.* **11** 7155 (1999)
- Kee H-Y, Kivelson S A, Aeppli G, cond-mat/0110478
- Aksenen V L et al. *High Pressure Res.* **14** 127 (1995); Balagurov A M et al. *Physica C* **275** 87 (1997)
- Aksenen V L et al. *Phys. Rev. B* **55** 3966 (1997); Balagurov A M et al. *Phys. Rev. B* **59** 7209 (1999)
- Abakumov A M et al. *Phys. Rev. Lett.* **80** 385 (1998)
- Lokshin K A et al. *Phys. Rev. B* **63** 064511 (2001)
- Плакида Н М *Письма в ЖЭТФ* **74** 38 (2001)
- Аксенов В Л и др. *Письма в ЖЭТФ* **61** 294 (1995); Lauter-Pasyuk V et al. *Physica B* **267** 149 (1999)
- Zablenkin V N et al. *Physica B* **297** 268 (2001)

PACS numbers: 74.50. + p, 74.62.Dh, 74.72.-h

Туннельная и андреевская спектроскопия высокотемпературных сверхпроводников

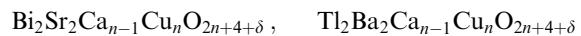
Я.Г. Пономарев

1. Введение

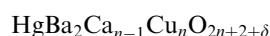
Теоретические и экспериментальные исследования природы высокотемпературной сверхпроводимости далеки от завершения [1–4], тем не менее, за 15 лет изучения

высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) с помощью самых современных экспериментальных методов накоплен огромный фактический материал и построены теоретические модели для описания уникальных свойств ВТСП. Отметим, что вплоть до настоящего времени отсутствует согласие в выборе механизма спаривания [5–8], хотя существование изотопического эффекта в недодопированных и передопированных сверхпроводящих купратах явно указывает на существенную роль фононов в формировании сверхпроводящих свойств ВТСП [5].

Согласно существующим представлениям [9–11], допированные кристаллы купратах сверхпроводящих соединений



и



представляют собой естественную сверхрешетку типа SISI..., где S — тонкий сверхпроводящий блок, содержащий одну или несколько CuO_2 -плоскостей, интеркалированных кальцием, I — слой изолятора (спейсер), осуществляющий, в частности, допирование CuO_2 -блоков при введении избыточного кислорода в центральную часть спейсера. Так как допирующая примесь находится вне CuO_2 -блоков, она не влияет заметным образом на время релаксации дырок в CuO_2 -плоскостях. Введение примесей (как магнитных, так и немагнитных) в CuO_2 -плоскости быстро подавляет сверхпроводимость. В купратах ВТСП спейсеры занимают до 80 % объема кристалла и только около 20 % объема приходится на сверхпроводящие CuO_2 -блоки. Спейсеры играют важную роль в формировании электронного транспорта в c -направлении благодаря эффекту резонансного туннелирования [9, 12].

При $T < T_c$ допированный кристалл ВТСП ведет себя как стопка сильно связанных между собой джозефсоновских контактов, и сверхпроводящий ток в c -направлении, таким образом, имеет джозефсоновский характер (слабая сверхпроводимость). Следует отметить, что специфика сверхпроводящих свойств слоистых кристаллов с джозефсоновским взаимодействием слоев подробно обсуждалась еще до появления ВТСП [13, гл. 6].

В чистых купратах CuO_2 -плоскость с наполовину заполненной двумерной (2D) зоной оказывается неустойчивой относительно перехода в фазу моттвского диэлектрика в результате образования антиферромагнитного дальнего порядка (удвоение периода вызывает уменьшение площади 2D зоны Бриллюэна в два раза). Слабое допирование кислородом разрушает антиферромагнитный дальний порядок, что приводит к переходу диэлектрик — металл и к появлению дырочной поверхности Ферми открытого типа [14]. Уровень Ферми при этом может оказаться в окрестности протяженной сингулярности ван Хова с гигантскими пиками плотности состояний в Γ — М направлениях [5, 15].

Высокотемпературная сверхпроводимость реализуется в CuO_2 -плоскостях в сравнительно узком интервале концентраций примесных дырок p . Поверхность Ферми при этом изменяется незначительно [16]. По данным фотоэмиссионной спектроскопии сверхпроводящая щель максимальна в Γ — М-направлении (т.е. в направлении на сингулярность ван Хова) и минимальна

в Γ –Y-направлении, в котором электронная плотность состояний проходит через минимум [17]. Анизотропия щели заметно уменьшается с ростом p [18]. Отметим, что существует принципиальная возможность пиннинга уровня Ферми на сингулярности ван Хова в некотором интервале концентраций примесных дырок p [19]. Критическая температура T_c изменяется с ростом p в первом приближении по параболическому закону [20].

2. Некоторые экспериментальные результаты, полученные при исследовании ВТСП методами туннельной и андреевской спектроскопии

Методы туннельной и андреевской (микроконтактной) спектроскопии в применении к ВТСП показали достаточную эффективность и позволили получить ценную информацию о физических свойствах этих материалов в сверхпроводящем и нормальном состояниях. Ниже мы кратко обсудим некоторые экспериментальные результаты туннельных и микроконтактных измерений на образцах ВТСП, полученные в последнее время.

2.1. Внутренний эффект Джозефсона.

Характерные свойства структуры SISI...

Одним из значительных достижений следует считать обнаружение и исследование в купратных сверхпроводниках внутреннего эффекта Джозефсона (ВЭД) [21–24], который наглядно продемонстрировал 2D характер электронного транспорта в ВТСП. Подробные исследования ВЭД у различных ВТСП-материалов привели фактически к созданию нового метода исследования слоистых сверхпроводников — *метода внутренней туннельной спектроскопии*.

Исследования внутреннего эффекта Джозефсона у ВТСП-мезаструктур полностью подтвердили модель "SISI...": 1) при $T < T_c$ обнаружены многоветевые вольт-амперные характеристики (ВАХ) мезаструктур при токе в c -направлении [21–24]; 2) на ВАХ мезаструктур наблюдаются геометрические резонансы Фиске [25]; 3) обнаружены фраунгоферовы осцилляции критического джозефсоновского тока мезаструктур в зависимости от внешнего магнитного поля [26] и 4) при пропускании через ВТСП-мезаструктуры тока выше критического j_c наблюдается микроволновое излучение из мезаструктур [21–23].

2.2. Внутренний эффект Джозефсона.

Определение сверхпроводящей щели, форма ВАХ

В работах [27, 28] внутренний эффект Джозефсона у допированных монокристаллов Bi-2212 наблюдался на естественных ультратонких ступеньках (с высотой от 1,5 до 30 нм), которые всегда присутствуют на поверхности криогенных сколов (техника break junction). Прямые измерения с помощью сканирующей туннельной спектроскопии (STM) показали, что высота этих ступенек пропорциональна половине высоты элементарной ячейки $c/2 = 1,5$ нм (плоскость раскола проходит между двумя BiO-плоскостями) [29, 30]. Отметим, что половина элементарной ячейки в c -направлении соответствует одному джозефсоновскому контакту.

По данным вышеуказанных авторов ширина микроступенек не превосходит 1 мкм. Этот результат совпадает с оценками, сделанными в работе [27]. При пере-

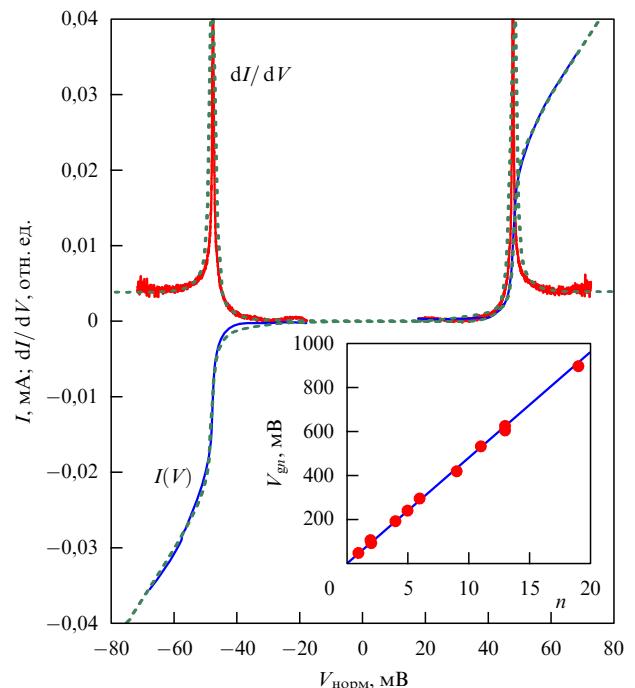


Рис. 1. Нормированная на один контакт ($V_{\text{норм}} = V/n$) ВАХ микроступеньки на криогенном сколе у недодопированного монокристалла Bi-2212(La) с числом контактов $n = 13$ при $T = 4,2$ К ($T_c = 81 \pm 3$ К). Пунктирные линии — расчет по модели Дайнса с параметрами на один контакт: $\Delta = 24$ мэВ, $G = 0,5$ мэВ, $R_N = 1700$ Ом. На вставке приведена полученная в одном эксперименте зависимость щелевого напряжения V_{gn} от числа SIS-контактов n в микроступеньках разной высоты.

стройке контакта микрометрическим винтом в одном эксперименте можно переходить с одной ступеньки на другую и записывать их ВАХ поочередно ($j \parallel c$).

При гелиевой температуре авторами работ [27, 28] обнаружена четко выраженная щелевая структура на ВАХ микроступенек на поверхности криогенных сколов у недодопированных и оптимально допированных Bi-2212(La)-монокристаллов, а также у передодопированных Bi-2212-монокристаллов и вискеров (рис. 1). Были исследованы стопки джозефсоновских переходов с числом контактов $1 \leq n \leq 25$. Высокое сопротивление стопок ($R_N(4,2$ К) = 200–2000 Ом на один контакт) дало возможность расширить диапазон напряжений существенно выше щелевого смещения V_{gn} без значительного перегрева контактов. Для стопки из n эквивалентных контактов величина щелевого смещения V_{gn} , соответствующего резкому росту квазичастичного тока $j_{qp} \parallel c$, определяется соотношением $V_{gn} = (2\Delta/e)n$. Из экспериментальной зависимости $V_{gn}(n)$ можно определить щелевой параметр Δ с высокой точностью (вставка на рис. 1). Для оптимально допированных образцов BSCCO(La) $\Delta_{4,2\text{K}} = (27,0 \pm 0,5)$ мэВ при $T_c = (91 \pm 2)$ К и $2\Delta/kT_c = 6,9 \pm 0,5$. С повышением температуры щелевая структура на стопочных ВАХ достаточно долго сохраняет резкую форму, что позволяет определить температурную зависимость щели $\Delta(T)$.

Было обнаружено, что ВАХ стопочных SIS-контактов, построенные в приведенных координатах, хорошо совпадают [28]. Щелевая особенность на ВАХ имеет вид, типичный для "s-симметрийного" (изотропного) щелевого параметра. На первый взгляд этот результат трудно

совместить с данными фотоэмиссионной спектроскопии, согласно которым щелевой параметр в *ab*-плоскости сильно анизотропен [17]. Ситуация, однако, меняется в случае присутствия сингулярности ван Хова на уровне Ферми. В работе [31] было показано, что сингулярность ван Хова существенно усиливает щелевую структуру на ВАХ контактов даже при сильной анизотропии щелевого параметра в *ab*-плоскости.

2.3. Внутренний эффект Джозефсона. Псевдощель

Слабо выраженная "щелевая" структура ("псевдощель") на ВАХ Bi-2212-мезаструктур, наблюдаемая в некоторых случаях при $T > T_c$ [32, 33], не имеет прямого отношения к сверхпроводимости и, возможно, является следствием двухмерности металлических CuO₂-блоков. Отметим, что влияние 2D (поверхностных) зон на ВАХ нормальных туннельных контактов было изучено в теоретической работе Бен Даниэля и Дьюка [34]. Предсказанная авторами [34] "многощелевая" структура наблюдалась на ВАХ нормальных контактов Bi-Al₂O₃-Al в очень широком температурном интервале в работе [35].

2.4. Джозефсоновская спектроскопия.

Возбуждение раман-активных (неполярных) оптических фононов переменным

джозефсоновским током в диапазоне частот до 20 ТГц в джозефсоновских ВТСП-контактах

К настоящему времени предложено большое количество теоретических моделей (см. обзоры [2, 3]), в которых явление высокотемпературной сверхпроводимости описывается с помощью фононного механизма спаривания, дополненного учетом сильного кулоновского отталкивания.

Одна из таких моделей была недавно предложена Абрикосовым [5]. Согласно Абрикосову, высокая критическая температура T_c в ВТСП реализуется благодаря существованию вблизи уровня Ферми протяженной особенности ван Хова с высокой плотностью состояний [5, 15, 36]. В модели Абрикосова основную роль в спаривании играют оптические фононы с малыми волновыми векторами. Сильное электрон-фононное взаимодействие в ВТСП было подтверждено исследованиями эффекта возбуждения оптических раман-активных фононов переменным джозефсоновским током в диапазоне частот до 20 ТГц в Bi-2201-, Bi-2212- и Bi-2223-джозефсоновских контактах [37–41] (рис. 2), данными фотоэмиссионной спектроскопии [42, 43], исследованиями изотопического эффекта [44, 45] и эффекта перенормировки квазичастичной плотности состояний при $T < T_c$ [46–48].

Впервые тонкая структура на ВАХ джозефсоновских Bi-2212-контактов, связанная, как теперь ясно, с возбуждением переменным джозефсоновским током оптических неполярных фононов в диапазоне энергий $\varepsilon_{\text{фон}} = 38–54$ мэВ, была обнаружена в работе [49]. Позже на ВАХ Bi-2212-мезаструктур были зарегистрированы резонансы на оптических модах, связанных с колебаниями тяжелых ионов висмута, стронция и меди ($\varepsilon_{\text{фон}} = 6–24$ мэВ) [50, 51]. Феноменологическая теория взаимодействия переменного джозефсоновского тока с ИК-активными (полярными) оптическими фононами была предложена в [51]. Полная теория, включающая взаимодействие со всеми оптическими модами (раман-активными и ИК-активными), была развита в работе Максимова, Арсеева и Масловой [41]. В работе [37]

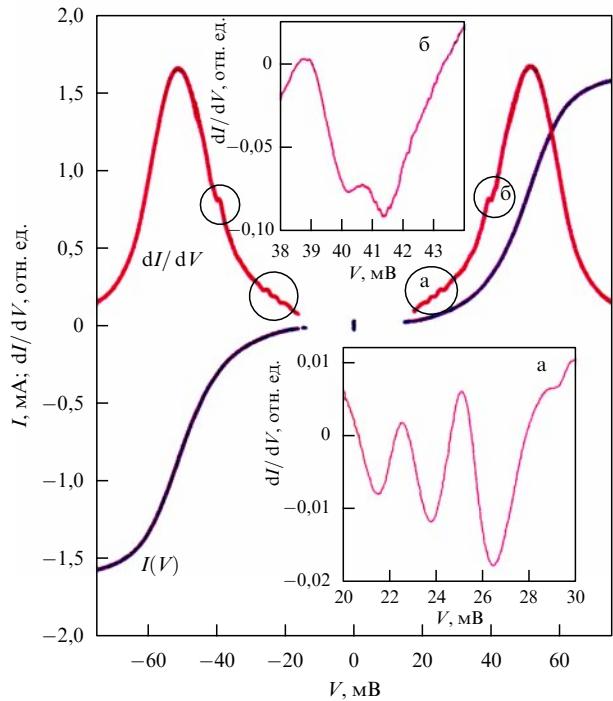


Рис. 2. Характеристики $I(V)$ и $dI(V)/dV$ джозефсоновского контакта на микротреции в передодированном монокристалле Bi-2212 при $T = 4,2$ К ($T_c = 87$ К, $\Delta = 25,5$ мэВ). Структура на $dI(V)/dV$ -характеристиках, связанная с возбуждением раман-активных оптических фононов переменным джозефсоновским током при смещениях $V_i = \hbar\omega_i/2e$, отмечена кружками а и б. На вставках а и б эта структура приведена в увеличенном масштабе с подавленным монотонным ходом.

было обнаружено взаимодействие переменного тока с раман-активными фононными модами во всем диапазоне фононных частот (до 20 ТГц), включая и моду апикального кислорода ($\varepsilon_{\text{фон}} \approx 80$ мэВ) (рис. 3). В верхней части рис. 3 приведены построенные в зависимости от $2eV$ фрагменты резонансной структуры на dI/dV -характеристиках нескольких контактов на микротреции в близких к оптимальному додированию Bi-2212-моноцистальлах при $T = 4,2$ К. Структура наблюдается в диапазоне энергий $0 \leq 2eV \leq 85$ мэВ, который охватывает область существования раман-активных оптических фононов в Bi-2212. Следует отметить, что составляющие структуру резонансы возникают при смещениях V , удовлетворяющих условию $2eV = \hbar\omega_{\text{фон}}$. Для сравнения в нижней части рисунка приведены результаты измерений рамановских спектров для Bi-2212 [52] в двух основных поляризациях (кривые 1 и 2 — $z(x, x)$ -геометрия, кривая 3 — $y(z, z)$ -геометрия). В центральной части рис. 3 короткими линиями отмечены энергии раман-активных фононов, связанных с колебаниями атомов, входящих в структуру Bi-2212 (см. табл. 1 в [37]).

Дальнейшие экспериментальные исследования низкочастотных фононных резонансов (Bi-, Sr- и Cu-оптические моды) на ВАХ контактов на микротреции в Bi-2201(La)-моноцистальлах показали, что переменный джозефсоновский ток возбуждает оптические фононы не только в SIS-контактах, но и в SNS-контактах [40] (N — слой нормального металла), что однозначно подтвердило справедливость модели Максимова, Арсеева и Масловой [41]. Было также установлено, что структура на ВАХ додированных Bi-2212(La)-джозефсоновских

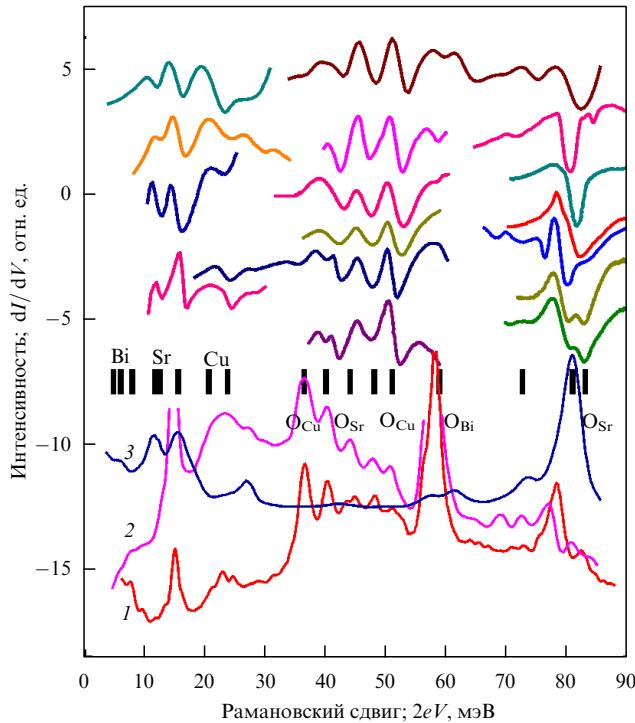


Рис. 3. Сравнение структуры на $dI(V)/dV$ -характеристиках джозефсоновских Bi-2212-контактов, вызванной возбуждением оптических фононов переменным джозефсоновским током, с рамановскими фононными спектрами в Bi-2212 (см. текст).

контактов, связанная с возбуждением оптических фононных мод, наблюдается как в недодопированных, так и в передодопированных монокристаллах, причем допирование не влияет заметным образом на частоту основных фононных мод [40]. Последнее означает, что величина электрон-фононного взаимодействия в BSCCO не меняется во всей области существования сверхпроводимости существенным образом.

Проведенные в работе [40] исследования внутреннего эффекта Джозефсона в микроступеньках на поверхности криогенных сколов BSCCO с малым числом SIS-контактов показали, что генерация неравновесных оптических фононов в некоторых случаях носит синхронизированный характер. Отметим также, что у близких к оптимальному допированию образцов Bi-2201(La) в работе [40] обнаружены температурные аномалии у 2Δ -оптической Cu-фононной моды ($\epsilon_{\text{фон}} = 2\Delta$) при $T < T_c$. Возможно, что эти аномалии связаны с предсказанный в работах [53, 54] перенормировкой спектра оптических фононов с $k \rightarrow 0$ и с частотами, близкими к $2\Delta(0)$, для ВТСП с сильным электрон-фононным взаимодействием при $T < T_c$. В зависимости от величины соотношения $\omega_0/2\Delta$, где ω_0 — частота фонона при $T > T_c$, фононные частоты при понижении температуры в области $T < T_c$ должны аномально расти ($\omega_0/2\Delta > 1$) или аномально снижаться ("смягчаться") ($\omega_0/2\Delta \leq 1$).

2.5. Андреевская, тунNELьная и внутренняя тунNELьная спектроскопия. Влияние допирования

на сверхпроводящую щель Δ в висмутовых купратах

Альтернативой фононному спариванию в ВТСП является спаривание на спиновых флуктуациях, амплитуда которых должна быть максимальна вблизи фазового перехода моттовский изолятор — сверхпроводник

[4]. Сравнительно недавно было предположено, что недодопированные купратные высокотемпературные сверхпроводники с магнонным спариванием характеризуются двумя щелевыми энергиями Δ_p и Δ_s [55]. Существующая в широком температурном интервале $T < T^*$ большая щель (псевдощель) Δ_p , измеряемая методами фотоэмиссионной или туннельной спектроскопий, характеризует энергию связи $2\Delta_p$ куперовских пар, остающихся в некогерентном состоянии при $T > T_c$. Меньшая щель Δ_s (сверхпроводящая щель), измеряемая андреевской или рамановской спектроскопией, определяет минимальную энергию $2\Delta_s$ возбуждения сверхпроводящего конденсата при $T < T_c$ ($T_c < T^*$ в недодопированных образцах). Согласно предложенной в работе [55] модели сверхпроводящая щель Δ_s меняется с концентрацией дырок p подобно T_c , проходя через максимум при оптимальном допировании (скейлинг между Δ_s и T_c). В то же время Δ_p монотонно растет при $p \rightarrow 0$ (т.е. при переходе от передодированных образцов к недодопированным).

Вплоть до настоящего времени природа псевдощели Δ_p остается неясной. Существуют теоретические модели, в которых наличие псевдощели Δ_p связывается с присутствием некогерентных куперовских пар при $T > T_c$, что должно приводить к появлению избыточного тока на ВАХ контактов SN- и SNS-типов [56]. Экспериментальная проверка этого предсказания на NS микроконтактах (золото — YBCO) дала негативный результат [57].

Следует отметить, что модель скейлинга Δ_s и T_c при допировании ВТСП была оспорена в ряде работ, авторы которых использовали преимущественно STM-спектроскопию [58–61]. В то же время подробные исследования, проведенные в работах [62–64], подтвердили модель скейлинга Δ_s и T_c [55] (по крайней мере у висмутовых купратов).

В работах [62–64] измерялись ВАХ джозефсоновских ВТСП-контактов на микротреции в широком температурном интервале вплоть до критической температуры T_c . В качестве объектов исследования были использованы:

- 1) недодопированные (UND), оптимально допированные (OPD) и передодированные (OVD) монокристаллы Bi-2201(La);

2) UND и OPD монокристаллы Bi-2212(La) и OVD монокристаллы и вискеры Bi-2212.

Использованы следующие экспериментальные методы:

- 1) андреевская спектроскопия (многократные андреевские отражения в микроконтактах SnS типа);
- 2) туннельная спектроскопия (одиночные туннельные SIS-контакты);
- 3) внутренняя туннельная спектроскопия (внутренний эффект Джозефсона в микроступеньках на поверхности криогенных сколов).

Все вышеуказанные методы исследования сверхпроводящих свойств ВТСП реализуются с помощью контактов на микротреции в ВТСП-монокристаллах и вискерах. Переход от одного режима измерений к другому осуществляется механической перестройкой контакта на микротреции при гелиевой температуре.

Следует отметить, что существуют значительные специфические трудности в получении одиночных туннельных ВТСП-контактов при $j \parallel c$, связанные со слоистым характером структуры купратных образцов (в

c-направлении берега туннельного контакта сами представляют собой естественную стопку джозефсоновских SIS-контактов). Сверхпроводящий ток в *c*-направлении у поверхности образцов (особенно недодопированных!) часто бывает подавлен. Одиночный CuO₂-блок не может полностью экранировать внешнее электрическое поле в *c*-направлении, так как длина экранирования превосходит толщину этого блока [65]. В этом случае последовательно с основным (запланированным) контактом возникнет серия сильно неэквивалентных дополнительных SIS-контактов, что может привести к сдвигу суммарной щелевой структуры на ВАХ в область больших смещений. Этот эффект неоднократно наблюдался в [62–64] для недодопированных образцов. Для отбраковки ВАХ сложных контактов в [62–64] использовались фононные резонансы, хорошо заметные на dI/dV -характеристиках в присутствии переменного джозефсоновского тока. Данные резонансы служили надежными калибровочными метками на ВАХ и позволяли отличить истинно одиночный контакт от сложного составного контакта. Как уже отмечалось в разделе 2.4, смещения, при которых возникают особенности на ВАХ из-за взаимодействия переменного джозефсоновского тока с оптическими фононами, определяются условием $2eV = \hbar\omega_{\text{фон}}$. Для стопочных контактов это условие меняется на $2eV/n = \hbar\omega_{\text{фон}}$.

Заметим, что указанные выше трудности, возможно, являются причиной сильного завышения щели в недодопированных образцах Bi-2212 в работах [58–61].

В работах [62–64] щелевая структура на dI/dV -характеристике контакта в туннельном режиме (пик дифференциальной проводимости при щелевом смещении $V_g = 2\Delta/e$) сравнивалась с субгармонической щелевой структурой на dI/dV -характеристике того же контакта в микроконтактном (андреевском) режиме (серия провалов дифференциальной проводимости при смещениях $V_n = 2\Delta/en$, где n — целое число). Подобного рода работа проводилась ранее на ниобиевых контактах на микротрещине [66]. Величина сверхпроводящей щели считалась достоверной только в случае совпадения значений Δ , полученных двумя вышеуказанными методами. Данные туннельной, внутренней туннельной и андреевской спектроскопии были использованы для построения зависимостей сверхпроводящей щели Δ от концентрации примесных дырок p в Bi-2212 (рис. 4).

Как видно из рис. 4, в Bi-2212 существует скейлинг сверхпроводящей щели Δ ($T = 4,2$ К) (кружки) и критической температуры T_c (сплошная линия) во всем интервале допирования. На зависимости сверхпроводящей щели Δ от концентрации примесных дырок p в Bi-2212 обнаруживается слабое уплощение в области оптимального допирования (см. рис. 4), которое, возможно, является следствием пиннинга уровня Ферми на сингулярности ван Хова. Отношение $2\Delta/kT_c = 7,0 \pm 0,5$ (квадраты) в первом приближении от допирования не зависит. Аналогичное поведение сверхпроводящей щели обнаружено и у Bi-2201 [62–64], правда, при отношении $2\Delta/kT_c \approx 12$. Эти результаты находятся в противоречии с рядом работ [58–61], согласно которым сверхпроводящая щель Δ у недодопированных образцов Bi-2212 резко увеличивается при уменьшении T_c , так что отношение $2\Delta/kT_c$ достигает величины 20 и более.

В работах [62–64] также показано, что щель, определенная с помощью туннельной и микроконтактной

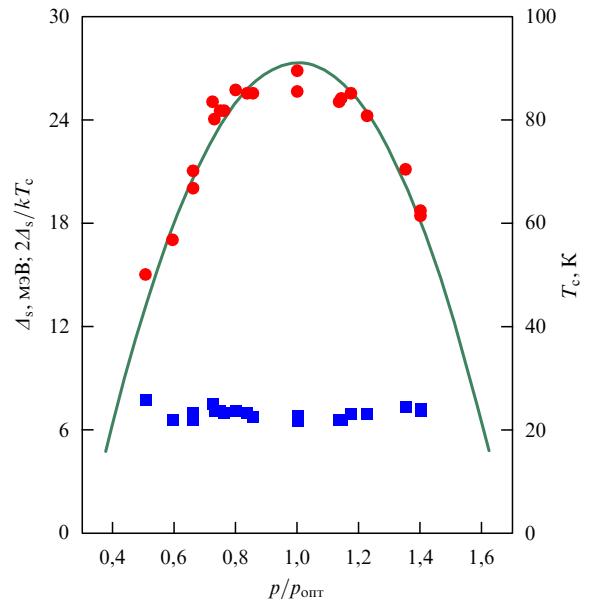
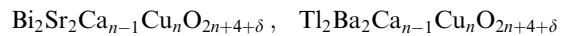


Рис. 4. Зависимость сверхпроводящей щели Δ_s и отношения $2\Delta_s/kT_c$ от приведенной концентрации примесных дырок $p/p_{\text{опт}}$ в Bi-2212.

спектроскопии, обращается в нуль в области зануления сопротивления при резистивном переходе (т.е. при $T = T_c$) в UND, OPD и OVD образцах Bi-2212- и Bi-2201-фаз. Этот результат находится в противоречии с распространенной точкой зрения, согласно которой сверхпроводящая щель у недодопированных образцов не зависит от температуры и при $T = T_c$ переходит в псевдощель точно такой же величины [60].

В заключение отметим, что у оптимально допированных образцов купратных семейств



и



($1 \leq n \leq 3$) в [67] обнаружен линейный рост сверхпроводящей щели Δ в зависимости от числа n CuO₂-плоскостей в сверхпроводящих блоках (рис. 5). На рисунке 5 используются следующие обозначения: цветные кружки, треугольники и квадраты — данные работы [67], белые треугольники — данные работы [31], белый квадрат — результат из работы [68], перечеркнутый квадрат — из работы [69]. Напомним, что зависимость максимальной критической температуры $T_{c,\max}$ от n для купратов не подчиняется простому линейному закону [70].

2.6. Андреевская и внутренняя туннельная спектроскопия.

Определение сверхпроводящей щели Δ в MgB₂

Сомнения в универсальности механизма магнонного спаривания в ВТСП возникли после сообщения об открытии нового сверхпроводника — диборида магния MgB₂ с критической температурой $T_c = 39$ К [71]. Механизм спаривания в MgB₂ имеет фононный характер, на что указывает обнаружение в этом материале изотопического эффекта по бору [72]. Теоретический анализ зонной структуры MgB₂ и родственных соединений показывает, что проводимость по плоскостям бора близка к двумер-

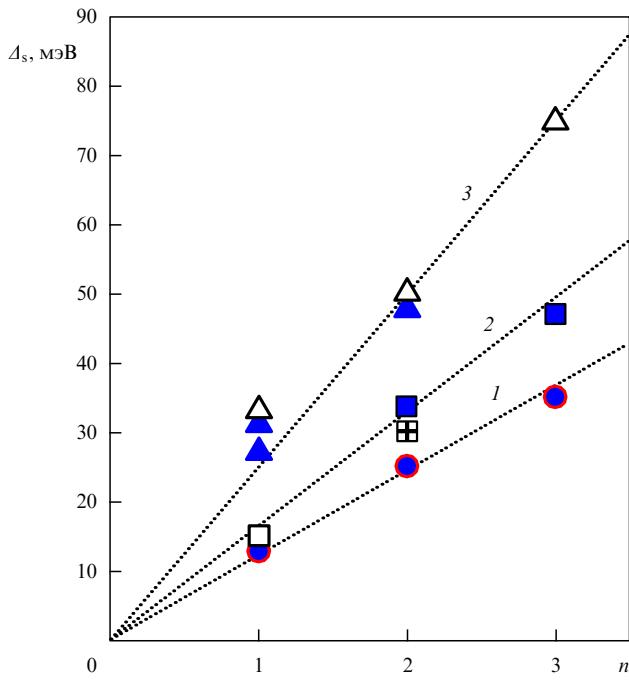


Рис. 5. Зависимость сверхпроводящей щели Δ_s ($T = 4,2$ К) от числа CuO_2 -плоскостей n для оптимально допированных монокристаллов семейств $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+4+\delta}$ (1), $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+4+\delta}$ (2) и $\text{HgBa}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+2+\delta}$ (3).

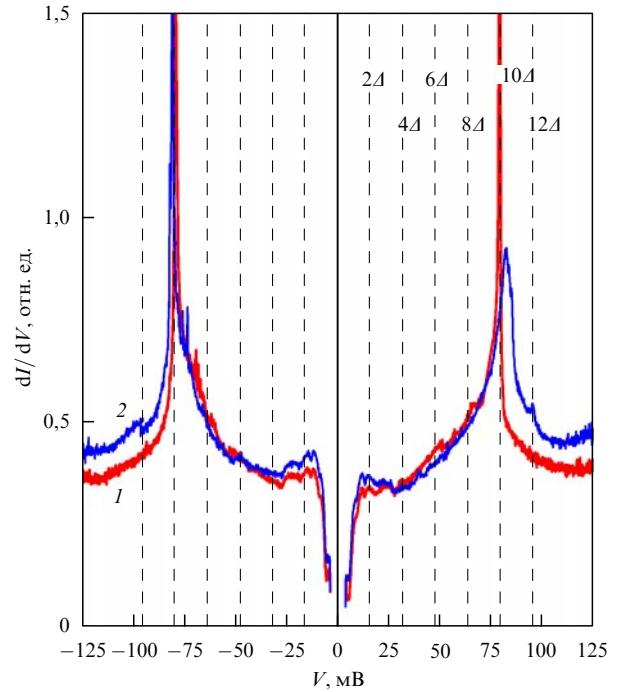


Рис. 6. 1 и 2 — $dI(V)/dV$ -характеристики стопок из пяти SIS-контактов в MgB_2 при $T = 4,2$ К (внутренний эффект Джозефсона, $T_c = 32,0 \pm 0,5$ К, $\Delta_{\text{large}} = 8,0 \pm 0,3$ мэВ).

ной (σ -зоны) [73]. Присутствие сингулярности ван Хова в 2D зоне может существенно повлиять на величину критической температуры T_c , если с помощью допирования сместить уровень Ферми на пик плотности квазичастичных состояний [74].

Согласно одной из распространенных версий [73, 75] в дибориде магния реализуется двухщелевая сверхпроводимость, причем при $T = 4,2$ К 2D носителям заряда в σ -зонах соответствует щель $\Delta_{\text{large}} \approx 7$ мэВ, а трехмерным (3D) носителям в π -зонах — щель $\Delta_{\text{small}} \approx 2$ мэВ. Расчет показывает, что обе щели закрываются одновременно при критической температуре $T_c \approx 40$ К, причем температурные зависимости щелей близки к стандартной БКШ-зависимости. Теоретическая квазичастичная плотность состояний имеет две четко выраженные щелевые особенности, что должно приводить к появлению на ВАХ андреевских микроконтактов типа SnS двух независимых субгармонических щелевых структур, соответствующих Δ_{large} и Δ_{small} . Это предположение подтверждено в недавно выполненной в МГУ экспериментальной работе [76], авторы которой провели сравнительное экспериментальное исследование температурных зависимостей сверхпроводящей щели у поликристаллических образцов MgB_2 (серия БГ, $T_{c,\text{нач}} = 39$ К, $T_{c,\text{кон}} = 29$ К), содержащих до 20 % примеси MgO (Б.М. Булычев, В.К. Генчель, химический факультет МГУ), и поликристаллических образцов MgB_2 (серия КВ, $36 \text{ K} \leq T_c \leq 40$ К, $\Delta T = 0,3$ К) с избыtkом магния (С.И. Красносвободцев, А.В. Варлашкин, Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН).

При переводе MgB_2 -контактов в туннельный режим обнаружены ВАХ, типичные для внутреннего эффекта Джозефсона (рис. 6, стопка из пяти SIS-контактов, закороченная одним внешним SIS-контактом, $\Delta_{4,2\text{K}} = 8,0 \pm 0,3$ мэВ (альтернативное объяснение структуры

на рис. 6 — двухщелевая сверхпроводимость [73, 75]). До последнего времени внутренний эффект Джозефсона наблюдался только в купратных ВТСП.

В работе [76] исследованы ВАХ более 150 андреевских микроконтактов типа SnS в температурном интервале $4,2 \text{ K} \leq T \leq T_c$. Величина щели определялась из субгармонической щелевой структуры. Построены гистограммы "число контактов — сверхпроводящая щель при $T = 4,2$ К" для серий БГ и КВ. На обеих гистограммах присутствуют максимумы при трех значениях щели Δ_1 , Δ_2 и Δ_3 . В случае образцов серии БГ: $\Delta_1 = (2,5 \pm 0,5)$ мэВ, $\Delta_2 = (8,0 \pm 0,5)$ мэВ и $\Delta_3 = (16,0 \pm 0,5)$ мэВ, для образцов серии КВ: $\Delta_1 = (2,5 \pm 0,5)$ мэВ, $\Delta_2 = (10,5 \pm 0,5)$ мэВ и $\Delta_3 = (21,0 \pm 0,5)$ мэВ. В интерпретации авторов щель Δ_2 соответствует Δ_{large} [73, 75], а щель Δ_3 — $2\Delta_{\text{large}}$, что возможно в случае стопки из двух андреевских контактов (следствие слоистого характера структуры MgB_2). Щель Δ_1 соответствует Δ_{small} [73, 75].

Температурные зависимости щели в области Δ_2 -пика на гистограммах (Δ_{large}) описываются моделью БКШ, причем отношение $2\Delta_2/kT_c$ составляет $6,0 \pm 0,5$ для серии БГ и $6,5 \pm 0,5$ для серии КВ (рис. 7). Полученные значения близки к $2\Delta/kT_c$ в сверхпроводящих купратах. Температурные зависимости малой щели Δ_{small} (Δ_1 -пик на гистограммах) существенно отличаются от БКШ-зависимости, а отношение Δ_2/Δ_1 не является фиксированной величиной. Вышеупомянутые факты указывают, что межзонное рассеяние (σ — π -переходы) заметно влияет на величину малой щели Δ_{small} [73].

Благодарности

Автор пользуется случаем выразить искреннюю признательность В.Ф. Гантмахеру, Ю.М. Кагану, Е.Г. Максимову и Л.М. Фишеру за исключительно полезные обсуждения результатов настоящей работы. Работа выполнена

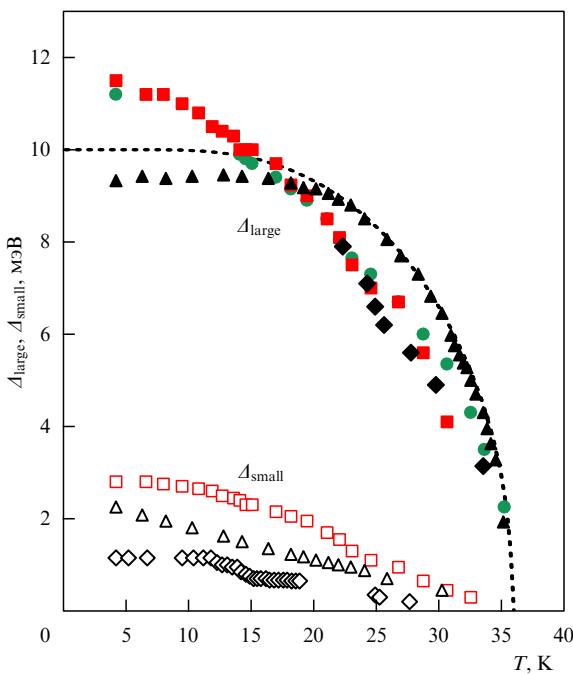


Рис. 7. Температурные зависимости большой Δ_{large} (цветные символы) и малой Δ_{small} (белые символы) сверхпроводящих щелей у трех поликристаллических образцов MgB_2 серии КВ с $T_c = 36$ К (квадраты и кружки — образец KR6A, ромбы — образец KR6B, треугольники — образец KRMSUA).

при частичной финансовой поддержке Научного совета Российской научно-технической программы "Актуальные направления в физике конденсированных сред" (проект "Дельта") и Российского фонда фундаментальных исследований (грант 02-02-17915).

Список литературы

1. Гинзбург В Л УФН **170** 619 (2000)
2. Максимов Е Г УФН **170** 1033 (2000)
3. Kulic M L Phys. Rep. **338** 1 (2000)
4. Изюмов Ю А УФН **169** 225 (1999)
5. Abrikosov A A, cond-mat/9912394; Physica C **341–348** 97 (2000)
6. Alexandrov A S, cond-mat/0104413; Alexandrov A S, Sricheewin C, cond-mat/0102284 (v2)
7. Varelogiannis G Physica C **317–318** 238 (1999)
8. Pines D Tr. J. Phys. **20** 535 (1996)
9. Abrikosov A A Physica C **317–318** 154 (1999)
10. Bulavskii L N Tr. J. Phys. **20** 594 (1996)
11. Bouvier J, Bok J Physica C **249** 117 (1995); Bok J, Bouvier J J. Supercond. **13** 781 (2000)
12. Abrikosov A A Phys. Rev. B **55** 11735 (1997)
13. Проблема высокотемпературной сверхпроводимости (Под ред. В Л Гинзбурга, Д А Киржника) (М.: Наука, 1977)
14. Abrikosov A A Phys. Rev. B **64** 104521 (2001)
15. Gofron K et al. Phys. Rev. Lett. **73** 3302 (1994)
16. Ding H et al. Phys. Rev. Lett. **78** 2628 (1997); Timusk T, Statt B Rep. Prog. Phys. **62** 61 (1999)
17. Shen Z-X, Dessau D S Phys. Rep. **253** 1 (1995)
18. Vobornik I et al. Physica C **317–318** 589 (1999)
19. Markiewicz R S, Kusko C, Kidambi V Phys. Rev. B **60** 627 (1999)
20. Tallon J L, Williams G V M, Loram J W Physica C **338** 9 (2000)
21. Kleiner R, Müller P Phys. Rev. B **49** 1327 (1994); Schlenga K et al. Phys. Rev. B **57** 14518 (1998)
22. Kleiner R, Müller P Physica C **293** 156 (1997)
23. Heim S et al., cond-mat/0107463
24. Yurgens A A Supercond. Sci. Technol. **13** R85 (2000)
25. Krasnov V M et al. Phys. Rev. B **59** 8463 (1999)
26. Yamashita T et al. Physica C **335** 219 (2000)
27. Ponomarev Ya G et al. Physica C **315** 85 (1999)
28. Ponomarev Ya G et al., in 5th Intern. Workshop "High-Temperature Superconductivity and Novel Inorganic Materials Engineering" (MSU-HTSC-V), Moscow, Russia, 1998 (Abstracts) S-58
29. Kaneko S et al. Surf. Sci. **438** 353 (1999)
30. Mitchell C E J et al. Surf. Sci. **433–435** 728 (1999)
31. Wei J Y T et al. Phys. Rev. B **57** 3650 (1998)
32. Suzuki M, Watanabe T, Matsuda A Phys. Rev. Lett. **82** 5361 (1999); Suzuki M, Watanabe T Phys. Rev. Lett. **85** 4787 (2000)
33. Krasnov V M et al. Phys. Rev. Lett. **86** 2657 (2001); cond-mat/0002172; Phys. Rev. Lett. **84** 5860 (2000)
34. BenDaniel D J, Duke C B Phys. Rev. **152** 683 (1966); **160** 679 (1967)
35. Миронова Г А, Пономарев Я Г, Рошта Л ФТТ **17** 906 (1975)
36. Sherman E Ya, Misochko O V Phys. Rev. B **59** 195 (1999)
37. Ponomarev Ya G et al. Solid State Commun. **111** 513 (1999)
38. Ponomarev Ya G et al., in 5th Intern. Workshop "High-Temperature Superconductivity and Novel Inorganic Materials Engineering" (MSU-HTSC-V), Moscow, Russia, 1998 (Abstracts) S-59
39. Lorenz M A et al. J. Low Temp. Phys. **117** 527 (1999)
40. Пономарев Я Г и др., в сб. XXXI совещ. по физике низких температур, Москва, 1998 (Тез. докладов) с. 228
41. Maksimov E G, Arseyev P I, Maslova N S Solid State Commun. **111** 391 (1999)
42. Lanzara A et al., cond-mat/0102227; Nature **412** 510 (2001)
43. Shen Z-X, Lanzara A, Nagaoa N, cond-mat/0102244 (v2)
44. Zhao G M et al. Nature **385** 236 (1997)
45. Franck J P et al. Phys. Rev. B **44** 5318 (1991)
46. Vedeneev S I et al. Physica C **235–240** 1851 (1994)
47. Shimada D et al. Physica C **298** 195 (1998)
48. Gonnelli R S, Ummarino G A, Stepanov V A Physica C **275** 162 (1997)
49. Aminov B A et al., in Superconducting Devices and Their Applications: Proc. of the 4th Intern. Conf. SQUID'91, Berlin, FRG, 1991 (Springer Proc. in Phys., Vol. 64, Eds H Koch, H Lübbig) (Berlin: Springer-Verlag, 1992) p. 45
50. Yurgens A et al. Proc. SPIE **2697** 433 (1996)
51. Schlenga K et al. Phys. Rev. Lett. **76** 4943 (1996); Helm Ch et al. Phys. Rev. Lett. **79** 737 (1997); cond-mat/9909318
52. Boekholt M, Hoffmann M, Güntherodt G Physica C **175** 127 (1991); Gasparov L, Güntherodt G, unpublished; Kendziora C, Kelley R J, Onellion M Phys. Rev. Lett. **77** 727 (1996)
53. Zeyer R, Zwicknagl G Z. Phys. B Cond. Mat. **78** 175 (1990)
54. Каракозов А Е, Максимов Е Г ЖЭТФ **115** 1799 (1999)
55. Deutscher G Nature **397** 410 (1999)
56. Choi H-Y, Bang Y, Campbell D K Phys. Rev. B **61** 9748 (2000)
57. Dagan Y et al. Phys. Rev. B **61** 7012 (2000)
58. Ozyuzer L et al. Physica C **341–348** 927 (2000)
59. Miyakawa N et al. Phys. Rev. Lett. **83** 1018 (1999)
60. Renner Ch et al. Phys. Rev. Lett. **80** 149 (1998)
61. Oda M et al. Int. J. Mod. Phys. B **13** 3605 (1999)
62. Ponomarev Ya G et al., in Applied Superconductivity 1999: Proc. of EUCAS 1999, Sitges, Spain, 1999 (Inst. Phys. Conf. Ser., N 167, Eds X Obradors, F Sandiumenge, J Fontcuberta) (Philadelphia, P.A.: Institute of Physics Publ., 2000) p. 241
63. Schmidt H et al., in 6th Intern. Conf. on Materials and Mechanisms of Superconductivity and High-Temperature Superconductors: M2S-HTSC-VI, February 20–25, 2000, Houston, Texas, USA (Abstracts) 2C2.6, p. 170; <http://m2s-conf.uh.edu/abstracts/2C2.html>
64. Тимергалиев Н З, в сб. XXXII Всеросс. совещ. по физике низких температур, 3–6 октября 2000 (Тез. докладов) SCP30, с. 104
65. Machida M, Koyama T, Tachiki M Phys. Rev. Lett. **83** 4618 (1999)
66. Muller C J et al. Physica C **191** 485 (1992)
67. Ponomarev Ya G et al., in Applied Superconductivity 1999: Proc. of EUCAS 1999, Sitges, Spain, 1999 (Inst. Phys. Conf. Ser., N 167, Eds X Obradors, F Sandiumenge, J Fontcuberta) (Philadelphia, P.A.: Institute of Physics Publ., 2000) p. 245
68. Tsai J S et al. Physica C **162–164** 1133 (1989)
69. Moreland J et al. Appl. Phys. Lett. **55** 1463 (1989)
70. Phillips J C Phys. Rev. Lett. **72** 3863 (1994)
71. Nagamatsu J et al. Nature **410** 63 (2001)
72. Bud'ko S L et al. Phys. Rev. Lett. **86** 1877 (2001)
73. Liu A Y, Mazin I I, Kurtus J, cond-mat/0103570; Phys. Rev. Lett. **87** 087005 (2001); Mazin I I et al., cond-mat/0204013
74. Neaton J B, Perali A, cond-mat/0104098
75. Choi H J et al., cond-mat/0111183
76. Кузьмичев С А и др., в кн. Тез. докладов Международной конференции студентов и аспирантов по фундаментальным наукам "Ломоносов-2002", Москва, 9–12 апреля 2002 (М.: Изд-во МГУ, 2002) с. 433