

Двухщелевая сверхпроводимость допированных ртутных купратов

С. В. Кульбачинский^{1,2,*}, Я. Г. Пономарев^{2,†}, И. М. Слободчиков², Л. М. Фишер¹¹ФГУП ВЭИ имени В. И. Ленина, Россия, 111250, Москва, ул. Красноказарменная, 12²Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
физический факультет,кафедра физики низких температур и сверхпроводимости
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы

(Статья поступила 23.06.2013; подписана в печать 22.10.2013)

В настоящей работе с помощью андреевской спектроскопии установлено, что у близких к оптимальному допированию поликристаллических образцов ртутных купратов Hg-1201 (однослоевая фаза) и Hg-1212 (двухслоевая фаза) сверхпроводимость имеет однощелевой характер. Качественно отличные результаты получены для трехслоевой фазы Hg-1223. У слабо передоированных поликристаллических образцов Hg-1223 ($T_c = 124 \pm 5$ K) обнаружены две сверхпроводящие щели, соответствующие одной внутренней (IP) и двум внешним (OP) CuO_2 -плоскостям в сверхпроводящем блоке. Существование многощелевой сверхпроводимости в ртутных купратах $\text{HgBa}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+2+\delta}$ с $n \geq 3$ объясняется различием в уровнях допирования внешних (OP) и внутренних (IP) CuO_2 -плоскостей.

PACS: 74.20.+z, 74.72.+h, 71.10.Ay, 71.15.Mb

УДК: 537.5

Ключевые слова: многощелевая сверхпроводимость, многократные андреевские отражения, субгармоническая щелевая структура

ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день считается установленным, что слоистые высокотемпературные сверхпроводники $\text{HgBa}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+2+\delta}$ (НВССО) представляют собой естественную сверхрешетку типа S-I-S-I, где S — тонкий сверхпроводящий блок, содержащий одну или несколько CuO_2 -плоскостей, интеркалированных кальцием, I — слой изолятора (спейсер), имеющий структуру, универсальную для конкретного ВТСП семейства. Спейсеры, осуществляющие допирование CuO_2 -блоков при введении избыточного кислорода в центральную часть спейсера, играют ключевую роль в формировании сверхпроводящих свойств вышеупомянутых ВТСП соединений [1]. В пределах одного сверхпроводящего семейства для фазы с заданным числом n CuO_2 -плоскостей максимальная критическая температура сверхпроводящего перехода $T_{c\text{max}}$ может быть достигнута подбором концентрации избыточного кислорода δ в спейсерах. Отметим, что при $\delta = 0$ вышеуказанные ВТСП соединения являются моттовскими диэлектриками с антиферромагнитным упорядочением спинов на ионах меди в CuO_2 -плоскостях. Избыточный (допирующий) кислород связывает электроны из CuO_2 -слоев, генерируя в них носители заряда дырочного типа. Очень существенно, что допирующий кислород не создает сильных центров рассеяния в CuO_2 -блоках, так как находится на значительном расстоянии от них (« δ -допирование»). В то же время избыточный кислород формирует зарядовые ловушки в центральной части

спейсеров, создавая благоприятные условия для резонансного туннелирования в c -направлении [1].

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).

В чистых купратах CuO_2 -плоскость с заполненной наполовину 2D зоной оказывается неустойчивой относительно перехода в фазу моттовского 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 [1]. Уровень Ферми при этом может оказаться в окрестности протяженной сингулярности ван Хофа с гигантскими пиками плотности состояний [2].

Высокотемпературная сверхпроводимость реализуется в CuO_2 -плоскостях в сравнительно узком интервале концентраций примесных дырок p . По данным фотоэмиссионной спектроскопии сверхпроводящая щель максимальна в Γ -M-направлении и минимальна в Γ -Y-направлении [1]. Анизотропия щели заметно уменьшается с ростом p . Отметим, что существует принципиальная возможность пиннинга уровня Ферми на сингулярности ван Хофа в некотором интервале концентраций примесных дырок p . Критическая температура T_c меняется с p в первом приближении по параболическому закону. В сверхпроводящих купратах $\text{HgBa}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+2+\delta}$ (НВССО) соединение Hg-1201 содержит одну, Hg-1212 — две, Hg-1223 — три CuO_2 -плоскости, которые в Hg-1221 и Hg-1223 интеркалированы атомами Ca (рис. 1).

*E-mail: ru@pop3.ru

†E-mail: ponomarevy@mail.ru

В ртутных купратах сверхпроводящие CuO_2 -блоки разделены диэлектрическими структурными блоками $\text{BaO-HgO}_\delta\text{-BaO}$ (спейсерами), являющимися поставщиками дырок в CuO_2 -блоки (рис. 1).

Следует отметить, что с повышением числа n CuO_2 -плоскостей в сверхпроводящих блоках (при $n \geq 3$) проблема получения оптимально допированных образцов $\text{HgBa}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+2+\delta}$ стандартным методом существенно усложняется. Так в работе [4] с помощью ЯМР-спектроскопии было установлено, что ЯМР-резонанс на ядрах меди в $\text{HgBa}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+2+\delta}$ с $n \geq 3$ трансформируется в дублет, что объясняется различным уровнем допирования кислородом внутренних (IP) и внешних (OP) CuO_2 -плоскостей в сверхпроводящих блоках. Указанный эффект объясняет нетривиальную зависимость критической температуры от числа CuO_2 -плоскостей n [5].

Согласно Абрикосову, высокая критическая температура T_c в ВТСП реализуется благодаря существованию вблизи уровня Ферми протяженной сингулярности ван Хофа с высокой плотностью состояний [1, 2], которая была обнаружена экспериментально в купратных ВТСП с помощью фотоэмиссионной и туннельной спектроскопии [2, 6].

В модели Абрикосова основную роль в формировании потенциала спаривания играют виртуальные оптические фононы с малыми волновыми векторами \mathbf{k} . Благодаря таким фононам, спаривающиеся носители заряда удерживаются в окрестностях особенностей ван Хофа (рассеяние «вперед», направления $\Gamma - M$ в зоне Бриллюэна). Абрикосовым показано, что вблизи оптимального допирования предэкспоненциальный фактор в выражении для критической температуры T_c теряет дебаевскую частоту ω_0 , что и объясняет отсутствие изотопического эффекта у оптимально допированных образцов ВТСП. С уходом от оптимального допирования дебаевская частота вновь появляется в предэкспоненциальном факторе, и изотопический эффект восстанавливается. Последнее соответствует существующим экспериментальным данным.

Очевидно, что появление дефектов в сверхпроводящих CuO_2 -плоскостях приведет в первую очередь к размытию особенности ван Хофа и, соответственно, к подавлению сверхпроводимости. Для получения максимальной критической температуры $T_{c\text{max}}$, таким образом, необходимо выполнить два условия:

1. уровень Ферми должен быть совмещен с сингулярностью ван Хофа с помощью допирования,
2. должно быть обеспечено структурное совершенство CuO_2 -плоскостей.

Оба эти условия выполняются автоматически при допировании ВТСП избыточным кислородом, который изменяет концентрацию дырок в CuO_2 -плоскостях, находясь вне этих плоскостей (в цен-

тральной части изолирующих блоков). Крайне существенно, что избыточный кислород практически не изменяет подвижность примесных дырок в сверхпроводящих блоках (аналогичный технологический прием в искусственных полупроводниковых сверхрешетках называется δ -допированием).

Полученные в работе результаты сводятся к следующему:

1. С помощью андреевской спектроскопии установлено, что у оптимально допированных поликристаллических образцов ртутных купратов Hg-1201 ($T_c = 93 \pm 2 \text{ K}$) и Hg-1212 ($T_c = 120 \pm 5 \text{ K}$) сверхпроводимость имеет однощелевой характер.
2. Обнаружены две сверхпроводящие щели у близких к оптимальному допированию поликристаллических образцов Hg-1223 ($T_c = 124 \pm 5 \text{ K}$), соответствующие одной внутренней (IP) и двум внешним (OP) CuO_2 -плоскостям в сверхпроводящем блоке.
3. Обнаружены признаки неупругих многократных андреевских отражений в ScS-наноконтактах ртутных купратов, сопровождающихся излучением неравновесных оптических фононов.

1. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ИССЛЕДОВАННЫЕ ОБРАЗЦЫ

Измерительная установка собрана на базе многофункционального устройства ввода-вывода АТ-МЮ-16Х (National Instruments) и персонального компьютера. Измерения зависимости сопротивления от температуры $R(T)$, вольтамперных характеристик $I(V)$ и дифференциальной проводимости $dI(V)/dV$ проводились по четырехконтактной схеме. Зависимости $I(V)$ снимались методом фиксированного тока. Измерение температуры производилось автоматически с помощью калиброванного германиевого датчика. Запись $dI(V)/dV$ -характеристик сверхпроводящих контактов производилась с помощью быстродействующего автоматического цифрового моста переменного тока (модуляционный метод).

Поликристаллы $\text{HgBa}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+2+\delta}$ с $n = 1, 2$ и 3 , синтезированные на химическом факультете МГУ (Е. В. Антипов, В. А. Алешин) [7, 8], разрезались с помощью алмазной пилы на образцы прямоугольной формы, которые затем монтировались на специально подготовленную подложку из фольгированного гетинакса. Фольга подложки разрезана на четыре прямоугольника, служащих электрическими контактными площадками. Короткий разрез в фольге подложки выполнен относительно глубоким и служит концентратором напряжений. Низкоомный контакт между образцом и токовыми и потенциальными подвода-

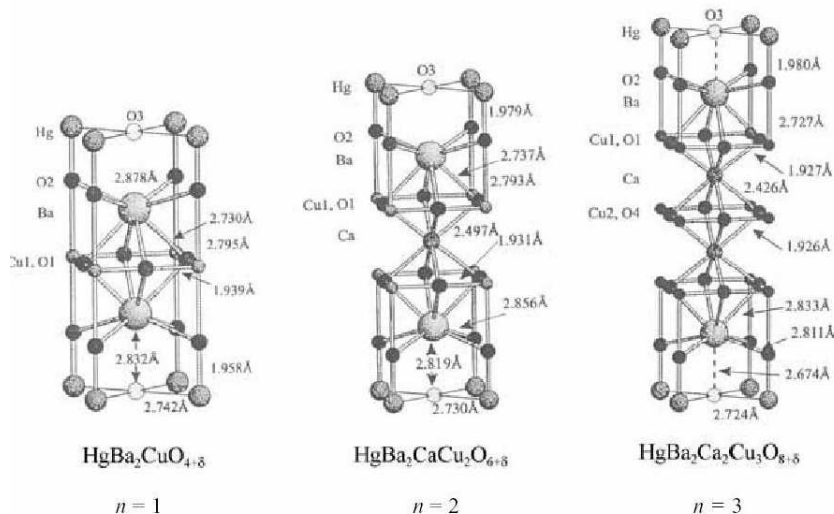


Рис. 1: Кристаллическая структура ртутных купратов $\text{HgBa}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+2+\delta}$ (НВССО). Кислород в позиции O_3 соответствует примесному кислороду O_δ [3]

ми осуществлялся с помощью индий-галлиевого припоя. При комнатной температуре этот припой является жидким и предохраняет хрупкий образец от повреждений при неизбежных деформациях подложки в процессе монтажа. Застывая при охлаждении, In-Ga припой крепко фиксирует образец в нужном положении. Подложка для образца предварительно приклеивалась к пружине из бериллиевой бронзы толщиной 0.3 мм. При нажиме на пружину с обрат-

ной стороны концом микрометрического винта подложка прогибалась вдоль концентратора напряжений, а крепко удерживаемый застывшим In-Ga припоем образец ломался именно над концентратором. Генерация трещины и последующая регулировка контакта производились в жидком гелии. Примеры резистивных переходов $R(T)$ у исследованных образцов $\text{HgBa}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+2+\delta}$ приведены на рис. 2 и рис. 3.

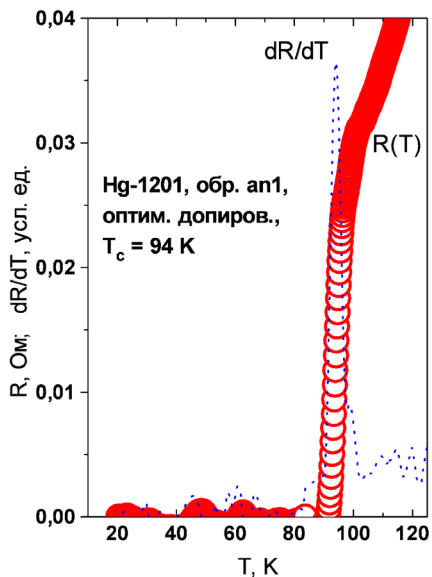


Рис. 2: Резистивный переход у образца AN1 однослойной фазы Hg-1201 ($T_c = 94 \text{ K}$)

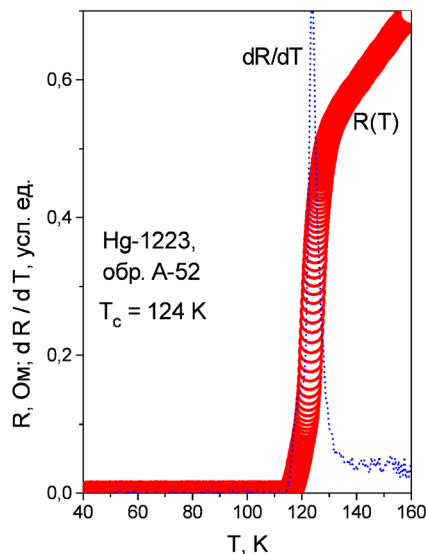


Рис. 3: Резистивный переход у образца A52 трехслойной фазы Hg-1223 ($T_c = 124 \text{ K}$)

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

К неоспоримым достоинствам использованной в работе техники получения контактов на микротрещине в ВТСП поликристаллах (break junction technique) следует отнести высокое качество поверхности криогенных сколов, на которых при гелиевой температуре формируются контакты, и возможность перестройки этих контактов микрометрическим винтом. Следует отметить, что при синтезе поликристаллических образцов ВТСП дефекты кристаллической структуры выталкиваются на границы зерен. По этой причине получить баллистические (шарвинские) микроконтакты на межзеренных границах невозможно. Все исследованные в работе микроконтакты получены на внутризеренных криогенных сколах в баллистическом режиме. Микроконтактная спектроскопия обладает, в принципе, более высокой точностью определения сверхпроводящей щели, чем туннельная спектроскопия.

Кроме того, субгармоническая щелевая структура на ВАХ микроконтактов появляется только в случае субмикронных размеров этих контактов, и неоднородности образцов по допированию проявляются значительно слабее.

Основные особенности вольт-амперных характеристик (ВАХ) андреевских контактов ScS-типа включают большой избыточный ток при малых смещениях и субгармоническую щелевую структуру (СГС), состоящую из серии резких провалов динамической проводимости dI/dV при смещениях, удовлетворяющих условию [9] :

$$V = \frac{2\Delta}{en}, \quad (1)$$

где $n = 1, 2, \dots$

Обычно, субгармоническую щелевую структуру связывают с многократными андреевскими отражениями в SN-интерфейсах [9, 10]. Этот тип структуры следует отличать от СГС на ВАХ точечных квантовых контактов с низкой прозрачностью интерфейса [11]. В последнем случае СГС состоит из серии максимумов динамической проводимости при напряжениях $V_n = 2\Delta/en$. С увеличением прозрачности интерфейса серия максимумов превращается в серию минимумов, что совпадает с результатами расчетов Куммеля с соавторами [10] для чистых классических контактов типа ScS. Мы предполагаем, что теоретическая модель Куммеля применима к нашим контактам на микротрещине.

Качество СГС сильно зависит от отношения квазиэлектронной длины свободного пробега l к радиусу контакта a [12]. В баллистическом режиме ($l \gg a$) нормальное сопротивление R шарвинского контакта равно [12]:

$$R = (4/3\pi) \cdot (\rho l/a^2) \quad (2)$$

где ρ — объемное удельное сопротивление металла. Для ртутных купратов произведение $\rho l \approx 1 \cdot 10^{-9}$ Ом·см² и $l \approx 3 \cdot 10^{-6}$ см [13, 14]. Формула (2) может быть использована для грубой оценки радиуса контакта a . Типичное нормальное сопротивление R наших контактов при $T = 4.2$ К находится в диапазоне $10 \div 30$ Ом. Отсюда можно оценить радиус исследованных в настоящей работе микроконтактов: $a \approx 2 \cdot 10^{-6}$ см. Таким образом для наших контактов $l \approx a$, что находится в согласии с ограниченным числом n андреевских сингулярностей, составляющих полученные нами СГС [10]. Возможность наблюдения неупругих многократных андреевских отражений с излучением неравновесных оптических фононов [15] мы обсудим в конце статьи.

Нами установлено, что у андреевских контактов на микротрещине в образцах фаз Hg-1201 и Hg-1212 субгармоническая щелевая структура на ВАХ соответствует однощелевой сверхпроводимости (рис. 4–рис. 7).

Незначительные отклонения от простой классической формы СГС связаны, возможно, с анизотропией щели. В случае трехслоевого ртутного купрата Hg-1223 ситуация меняется качественным образом (рис. 8). На ВАХ шарвинского Hg-1223 микроконтакта появляются две независимые субгармонические щелевые структуры, соответствующие существенно различающимся по величине сверхпроводящим щелям (рис. 9). Первая структура соответствует малой щели $\Delta_{\text{ГР}} = 12$ мэВ (кривые а,б, структура при смещениях $V \leq 24$ мВ). Вторая структура соответствует большой щели $\Delta_{\text{ОР}} = 49$ мэВ (кривая а, $V \geq 24$ мВ), Пунктирные и штриховые линии на рис. 8 отмечают положение андреевских сингулярностей в соответствии с формулой: $V_n = 2\Delta/en$ для двух субгармонических щелевых структур.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как уже отмечалось выше, все исследованные в настоящей работе контакты на микротрещине в поликристаллических образцах фаз Hg-1201, Hg-1212 и Hg-1223 следует отнести к контактам шарвинского типа (рис. 4–рис. 9). На ВАХ наиболее совершенных контактов этого типа удается наблюдать до $(5 \div 7)$ андреевских сингулярностей, составляющих субгармоническую щелевую структуру (рис. 7). В случае однощелевой сверхпроводимости величина сверхпроводящей щели может быть определена с хорошей точностью из зависимости V_n от $(1/n)$ (рис. 5, 7). У трехслойных образцов фазы Hg-1223 обнаруживаются две СГС и, соответственно, две зависимости V_n от $(1/n)$ (рис. 9), что заметно затрудняет анализ экспериментальных данных.

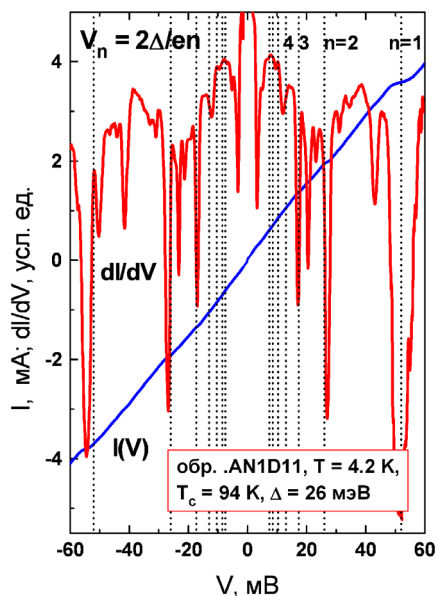


Рис. 4: Субгармоническая щелевая структура у образца фазы Hg-1201 ($T = 4.2\text{ K}$, $T_c = 94\text{ K}$, $\Delta = 26\text{ мэВ}$). Пунктирные вертикальные линии отмечают положение андреевских сингулярностей: $V_n = 2\Delta/en$

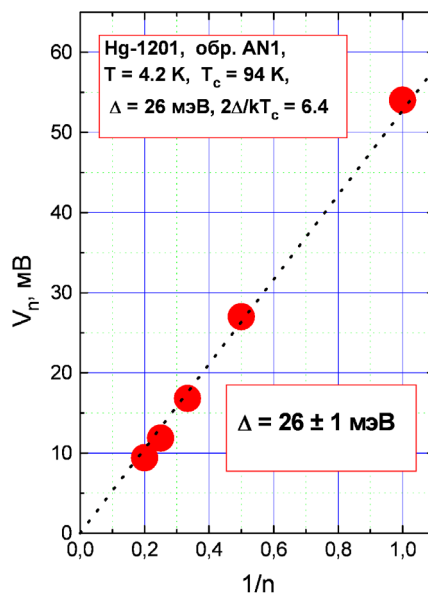


Рис. 5: Зависимость V_n от $(1/n)$ у контакта на базе однослоевого ртутного купрата Hg-1201 ($T_c = 94\text{ K}$) при $T = 4.2\text{ K}$. Пунктирная линия соответствует формуле $V_n = 2\Delta/en$ при $\Delta = 26\text{ мэВ}$ (однощелевой сверхпроводник)

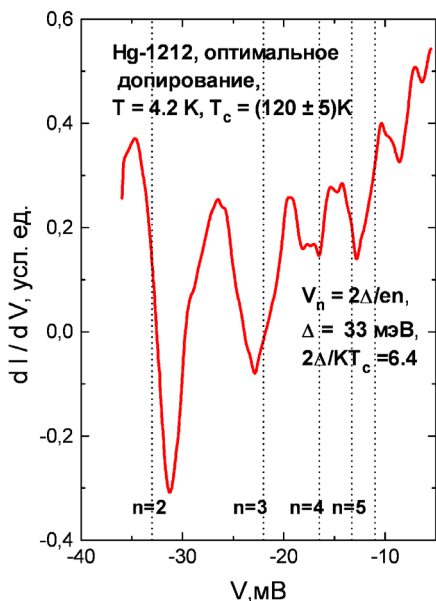


Рис. 6: Субгармоническая щелевая структура на dI/dV – характеристике андреевского микроконтакта в образце двухслоевого ртутного купрата Hg-1212 ($T = 4.2\text{ K}$, $T_c = 120\text{ K}$, $\Delta = 33\text{ мэВ}$). Пунктирные линии отмечают положение сингулярностей: $V_n = 2\Delta/en$

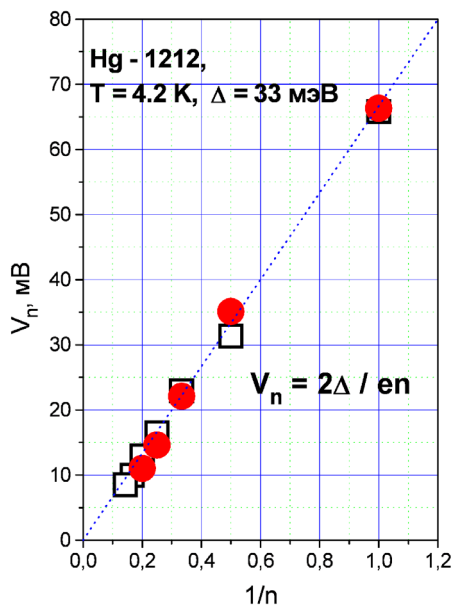


Рис. 7: Зависимость V_n от $(1/n)$ у контактов на базе Hg-1212 ($T_c = 120\text{ K}$) при $T = 4.2\text{ K}$. Пунктирная линия соответствует формуле $V_n = 2\Delta/en$ при $\Delta = 33\text{ мэВ}$ (однощелевой сверхпроводник)

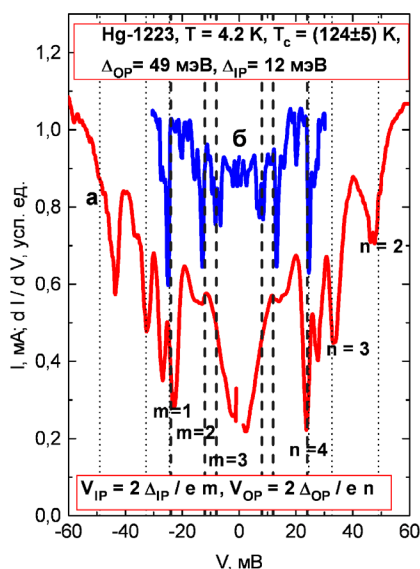


Рис. 8: Две субгармонические щелевые структуры на dI/dV -характеристиках микроконтакта в образце трехслоевого ртутного купрата Hg-1223 ($T = 4.2\text{ K}$, $T_c = 124\text{ K}$). Первая структура соответствует большой щели $\Delta_{OP} = 49\text{ мэВ}$ (кривая а). Вторая структура соответствует малой щели $\Delta_{IP} = 12\text{ мэВ}$ (кривая б)

Следует отметить, что ЯМР-спектроскопия ртутных купратов в работе [4] проводилась при температурах $T > T_c$. Дублетный характер ЯМР-резонанса, таким образом, указывает только на различие концентраций свободных носителей в ОР- и IP-прослойках в CuO_2 -блоках. Для определения величины щелевого параметра необходимы измерения при гелиевых температурах. Сравнение данных, полученных в настоящей работе для ртутных купратов, с экспериментальными данными других авторов (Таблица 1) позволяет заключить следующее. Величины щелей у однослойной фазы Hg-1201, определенные при гелиевой температуре с помощью андреевской спектроскопии (настоящая работа) и электронной рамановской спектроскопии [16], совпадают в пределах экспериментальной погрешности (Таблица 1). Полученные в настоящей работе результаты для трехслойной фазы Hg-1223 находятся в качественном согласии с данными, приведенными в работе [17]. В работе Миякавы с соавторами [17], использовавшими метод туннельной спектроскопии, статистическое распределение экспериментальных значений щели у трехслойной фазы Hg-1223 обнаружило двугорбый характер, что было истолковано авторами как признак двухщелевой сверхпроводимости (в каждом экспериментальном спектре присутствовала только одна щель).

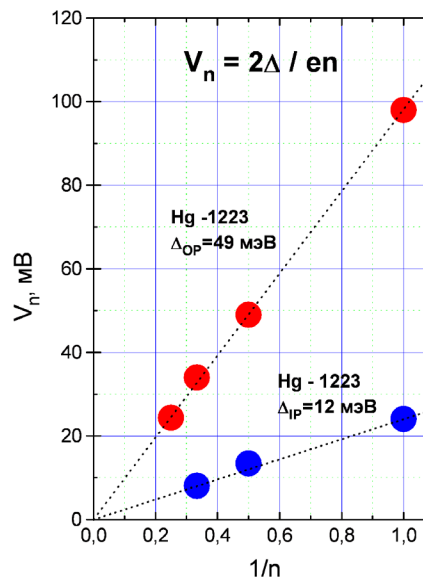


Рис. 9: Зависимости V_n от $(1/n)$ у контакта на базе трехслоевого ртутного купрата Hg-1223 ($T_c = 124\text{ K}$) при $T = 4.2\text{ K}$. Пунктирные линии соответствуют формуле $V_n = 2\Delta / e n$ при $\Delta_{OP} = 49\text{ мэВ}$ и $\Delta_{IP} = 12\text{ мэВ}$ (двухщелевой сверхпроводник)

Авторы ошибочно приписали большее значение щели внутренней CuO_2 -плоскости и меньшее значение щели — внешним CuO_2 -плоскостям (Таблица 1). Ошибка связана с неправильным определением авторами зависимости щели от допирования [18]. Точность определения щели в работе [19] оказалась недостаточной для определения двухщелевого характера сверхпроводимости в фазе Hg-1223 (Таблица 1).

Объяснение многощелевой сверхпроводимости в купратах $\text{HgBa}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+2+\delta}$ с $n \geq 3$ содержится в работах [4, 5], где учтена специфика допирования многослоевых ВТСП. Согласно предложенной в [4, 5] модели, уровень допирования внутренних CuO_2 -плоскостей в сверхпроводящем блоке всегда остается ниже, чем уровень допирования внешних CuO_2 -плоскостей. Последнее объясняется сильной экранировкой внутренних CuO_2 -плоскостей внешними плоскостями, которые металлизуются при допировании (при переходе металл-диэлектрик). Именно по этой причине ЯМР-резонанс на ядрах меди трансформируется в дублет [4] в многослоевых ВТСП (рис. 10). Существенная разница в уровнях допирования внешних и внутренних CuO_2 -плоскостей в сверхпроводящих блоках породила версию о сосуществовании антиферромагнетизма и сверхпроводимости в многослоевых ВТСП.

Таблица 1: Сверхпроводящие параметры исследованных в настоящей работе ртутных купратов $\text{HgBa}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+2+\delta}$. Для сравнения приведены данные работ [16, 17, 19]

образец	T_c , К	Δ , мэВ	$2\Delta/kT_c$	источник
Hg - 1201, поликристаллы				
AN1D11	94	26	6.4	наст. работа
AN1D01	94	26	6.4	наст. работа
HG1201	93	26	6.5	[16]
Hg - 1212, поликристаллы				
PCD01A	120	32	6.4	наст. работа
PCD02B	120	32	6.2	наст. работа
Hg - 1223, поликристаллы				
A5D10	124	$\Delta_{OP} = 49$ мэВ $\Delta_{IP} = 12$ мэВ	$2\Delta_{OP}/kT_c = 9.2$ $2\Delta_{IP}/kT_c = 2.25$	наст. работа
HG1223	132	$\Delta_{OP} = 37.8$ мэВ $\Delta_{IP} = 55.9$ мэВ	$2\Delta_{OP}/kT_c = 6.6$ $2\Delta_{IP}/kT_c = 9.8$	[17]
HG1223	120	31	6.0	[19]

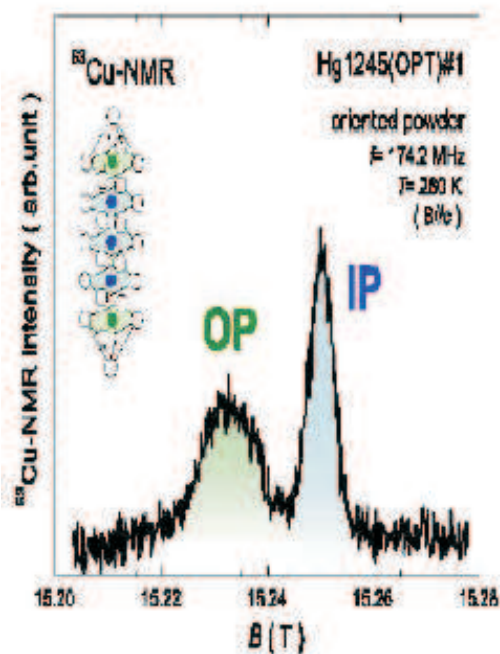


Рис. 10: ЯМР–резонансы на ядрах меди во внешних CuO_2 –плоскостях (OP) и внутренних CuO_2 –плоскостях (IP) у фазы Hg–1245 (рисунок из работы [4])

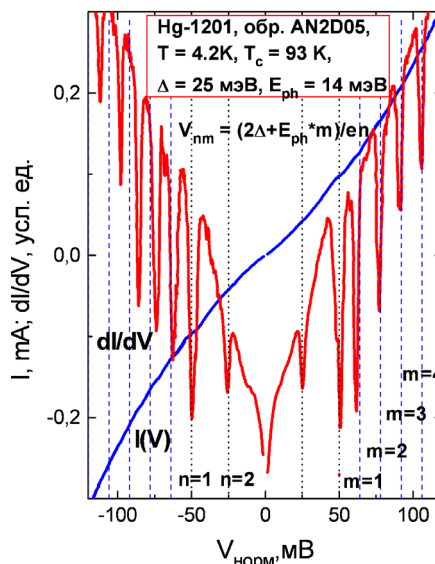


Рис. 11: Неупругие многократные андреевские отражения в контакте на микротрещине при $T = 4.2$ К (Hg–1201, $T_c = 93$ К, $\Delta = 25$ мэВ, $E_{\text{phon}} = 14$ мэВ)

В настоящей работе на ВАХ андреевских ScS–контактов на микротрещине в однослойном ртутном купрате Hg–1201 были обнаружены эквидистантные осцилляции большой амплитуды в защелевой области смещений (рис. 11). Одно из возможных объяснений природы этих осцилляций — существование неупру-

гих многократных андреевских отражений в ScS–контакте с излучением неравновесных оптических фононов с энергией E_{phon} , которая в нашем случае составляет $E_{\text{phon}} = 14$ мэВ. В обсуждаемом случае сингулярности на СГС возникают при смещениях :

$$V_{nm} = (2\Delta + m \cdot E_{\text{phon}})/e\eta \quad (3)$$

В случае сильного нормального рассеяния осцилляции будут заметны только при $n = 1$ (рис. 11). Спектр оптических фононов у Hg-1201 имеет квази-2D-характер и содержит большое число ветвей [15]. Наиболее близкой по энергии к нашему резонансу является оптическая мода бария (плоскость Ba-O) с энергией ≈ 12 мэВ. Плоскость Ва-О находится рядом со сверхпроводящей CuO₂-плоскостью, и взаимодействие бариевой моды с электронной подсистемой может оказаться доминирующим.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью андреевской спектроскопии определена сверхпроводящая щель у оптимально допированных поликристаллических образцов ртутных купратов Hg-1201 ($T_c = 93 \pm 2$ К) и Hg-1212 ($T_c = 120 \pm 5$ К). Обнаружены две сверхпроводящие щели у поликристаллических образцов Hg-1223 ($T_c = 124 \pm 5$ К), соответствующие одной внутренней и двум внешним CuO₂-плоскостям в сверхпроводящем блоке. Суще-

ствование многощелевой сверхпроводимости в ртутных купратах HgBa₂Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+2+ δ} с $n \geq 3$ объясняется различием в уровнях допирования внешних и внутренних CuO₂-плоскостей. Обнаружены признаки неупругих многократных андреевских отражений в ScS-наноконтактах ртутных купратов, сопровождающихся излучением неравновесных оптических фононов с энергией ≈ 14 мэВ. У фаз Hg-1201 и Hg-1212 средняя величина отношения $2\Delta/kT_c$ составляет 6.5 ± 1.0 . у фазы Hg-1223 величины $2\Delta/kT_c$ для внутренней и внешних CuO₂-плоскостей существенно различаются.

Благодарности

Авторы выражают благодарность профессору Е. В. Антипову и профессору В. А. Алешину за предоставление совершенных образцов ртутных купратов со структурой фаз Hg-1201, Hg-1212 и Hg-1223.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 11-02-01201, 08-02-00935)

-
- [1] *Abrikosov A. A.* Physica C **341-348**. 97. (2000); *Abrikosov A. A.* Physica C **317-318**. 154. (1999); *Abrikosov A. A.* preprint : cond-mat/9912394, 21 Dec 1999.
 - [2] *Gofron K., Campuzano J. C., Abrikosov A. A. et al.* Phys. Rev. Lett. **73** 3302-3305. (1994).
 - [3] *Su J. H.* Fabrication and characterization of mercury cuprate superconductors on silver Substrates, PhD dissertation, Florida State University. (2004).
 - [4] *Mukuda H., Shimizu S., Iyoi A., Kitaoka Y.* J. of the Physical Society of Japan **81**. 011008. (2012).
 - [5] *Chen Xiao-Jia, Struzhkin Viktor V., Wu Zhigang, Hemley Russell J., Mao Ho-kwang, Lin Hai-Qing.* Phys. Rev. B **75**. 134504. (2007).
 - [6] *Ponomarev Ya., Mikheev M., Sudakova M., Tchesnokov S., Kuzmichev S.* Phys. Status Solidi C, **6**. 2072. (2009).
 - [7] *Alyoshin V. A., Mikhailova D. A., Rudnyi E. B., Antipov E. V.* Physica C **383**. 59. (2002).
 - [8] *Putilin S. N., Antipov E. V., Chmaissem O., Marezio M.* Nature **362**. 226. (1993); *Putilin S. N., Antipov E. V., Marezio M.* Physica C **212**. 266. (1993).
 - [9] *Blonder G. E., Tinkham M., Klapwijk T. M.* Phys. Rev. B **25**, 4515. (1982); *Octavio M., Tinkham M., Blonder G. E., Klapwijk T. M.* *ibid.* **27**, 6739 (1983); *Flensburg K., Hansen J. B., Octavio M.* *ibid.* **38**, 8707 (1988).
 - [10] *Kummel R., Gunsenheimer U., Nicolisky R.* Phys. Rev. B **42**, 3992 (1990).
 - [11] *Cuevas J. C., Martin-Rodero A., Levy Yeyati A.* Phys. Rev. B **54**, 7366 (1996); *Poenicke A., Cuevas J. C., Fogelström M.* *ibid.* **65**, 220510 (2002).
 - [12] *Daghero D., Gonnelli R. S.* Supercond. Sci. Technol. **23** 043001. (2010).
 - [13] *Itskevich E. S., Kraĭdenov V. F., Kuzemskaya I. G.* J. of Experimental and Theoretical Physics, **91**, No. 3, pp. 562-567. (2000).
 - [14] *Vignolle B., Vignolles D., LeBoeuf D., Lepault S., Ramshaw B., Liang R., Bonn D. A., Hardy W. N., Doiron-Leyraud N., Carrington A., Hussey N. E., Taillefer L., Proust C.* C. R. Physique **12** 446. (2011).
 - [15] *d'Astuto M., Mirone A., Giura P., Colson D., Forget A., Krisch M.* Phonon dispersion in the 1-layer cuprate HgBa₂CuO_{4+ δ} . arXiv:cond-mat/0309492v3 [cond-mat.supr-con] 27 Nov 2003.
 - [16] *Guyard W., Le Tacon M., Cazayous M., Sacuto A., Georges A., Colson D., Forget A.* Evolution of the gaps through the cuprate phase-diagram. arXiv:0708.3732v1 [cond-mat.supr-con] 28 Aug 2007.
 - [17] *Miyakawa N., Tokiwa K., Watanabe T., Iyo A., Tanaka Y.* AIP Conf. Proc. **850**, 397 (2006).
 - [18] *Пonomarev Я. Г.* УФН **172** 705-711. (2002); *Ponomarev Ya. G., Van Hoang Hoai.* Phys. Procedia **36**, 611 (2012).
 - [19] *Demsar J., Hudej R., Karpinski J., Kabanov V. V., Mihailovic D.* Phys. Rev. B **63**. 054519. (2003).

Two-gap superconductivity of doped mercury cuprates

S.V. Kulbachinskii^{1,2,a}, Ya.G. Ponomarev^{2,b}, I.M. Slobodchikov², L.M. Fisher¹

¹VI Lenin FGUP VEI, Russia, 111250, Moscow, ul. Krasnokazarmennaya 12

²M. V. Lomonosov Moscow State University, Physical Faculty, Department of Low Temperature Physics and

Superconductivity. Russia, 119991, Moscow, Lenin Hills

E-mail: ^aru@pop3.ru, ^bponomarevy@mail.ru

The results of Andreev spectroscopy studies show that in mercury cuprates Hg-1201 (single-layer phase) and Hg-1212 (two-layer phase) superconductivity has a single-gap character. Qualitatively different results were obtained for a three-layer phase Hg-1223. In slightly overdoped polycrystalline samples Hg-1223 ($T_c = 124 \pm 5$ K) two superconducting gaps were observed corresponding to one internal (IP) and two outer (OP) CuO₂-planes. The existence of multigap superconductivity in mercury cuprates HgBa₂Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+2??+δ} with $n \geq 3$ is explained by the difference in doping levels of external (OP) and internal (IP) CuO₂-planes.

PACS: 74.20.±z, 74.72.±h, 71.10.Ay, 71.15.Mb.

Keywords: multigap superconductivity, multiple Andreev reflections, subharmonic gap structure.

Received 23.06.2013.

Сведения об авторах

1. Кульбачинский Сергей Владимирович — аспирант, тел.: (495) 939-39-41, e-mail: ru@pop3.ru.
2. Пономарев Ярослав Георгиевич — профессор, тел.: (499) 137-79-30, e-mail: ponomarevy@mail.ru.
3. Слободчиков Иван Михайлович — студент, тел.: (495) 939-39-41.
4. Фишер Леонид Михайлович — профессор, тел.: (495) 361-92-26.