

Электросопротивление интерфейса ВТСП–нормальный металл

В.И. Соколенко, В.А. Фролов

ИНЦ ХФТИ, ул. Академическая, 1, г. Харьков, 61108, Украина

E-mail: v.sokol@kipt.kharkov.ua; jfrolova07@mail.ru

Статья поступила в редакцию 19 июня 2012 г. после переработки 5 сентября 2012 г.

Аналитически показано, что удельное электросопротивление ρ приконтактного слоя дырочного ВТСП, граничащего с металлом Me с электронной проводимостью, является немонотонной функцией расстояния от интерфейса. Максимальное значение ρ соответствует ρ_{AF} ВТСП в антиферромагнитном диэлектрическом состоянии на расстоянии x , где разность концентраций фермиевских «гостевых» электронов и «аборигенных» дырок $n_f^e(x) - n_f^h = 0$. При условии $n_f^e = \text{const}$ величина контактного сопротивления r_c интерфейса ВТСП/Me может быть индикатором изменений n_f^h , в частности, температурных. Для оптимально и слабодопированных двухфазных висмутовых керамик BiSrPbCaCuO измерены температурные зависимости $r_c(T)$ интерфейсов ВТСП/Pb и ВТСП/In. Их особенности соответствуют концепции локальных пар, существующих в псевдощелевой фазе до температуры распаривания, представлению о флуктуационной сверхпроводимости, а также переходу в сверхпроводящее состояние.

Аналітично показано, що питомий електроопір ρ приконтактного шару діркового ВТНП, що граничить з металом Me з електронною провідністю, є немонотонною функцією відстані від інтерфейсу. Максимальне значення ρ відповідає ρ_{AF} ВТНП в антиферомагнітному діелектричному стані на відстані x , де різниця концентрацій ферміївських «гостевих» електронів і «аборигенних» дірок $n_f^e(x) - n_f^h = 0$. За умови $n_f^e = \text{const}$ величина контактного опору r_c інтерфейсу ВТНП/Me може бути індикатором змін n_f^h , зокрема, температурних. Для оптимально і слабодопованих двофазних вісмутів керамік BiSrPbCaCuO виміряно температурні залежності $r_c(T)$ інтерфейсів ВТНП/Pb та ВТНП/In. Їх особливості відповідають концепції локальних пар, які існують в псевдощільній фазі до температури розпарування, уявленню про флуктуаційну надпровідність, а також переходу в надпровідний стан.

PACS: 74.72.-h Купратные сверхпроводники;

74.25.F- Транспортные свойства;

73.40.Cg Контактное сопротивление, контактный потенциал.

Ключевые слова: высокотемпературная сверхпроводимость, электронное допирование, концентрация носителей тока, висмутовые ВТСП, локальные пары.

Для исследования температурной зависимости электрон-фононных свойств дырочного высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) в [1–3] применено электронное передопирование некоторого объема образца, возникающее в приповерхностном слое ВТСП при контакте с нормальным металлом (Me), проводимость которого, что существенно, является электронной. Поэтому, как предполагалось, в результате аннигиляции «аборигенных» дырок с «гостевыми» электронами изменялись электронные свойства приконтактного слоя ВТСП, проводимость которого становилась термически активируемой. После этого контактное сопротивление r_c интерфейса ВТСП/Me служило инструментом регистрации температурных

аномалий электронных свойств массива (*bulk*) ВТСП, будучи гораздо чувствительнее к ним, чем сопротивление R_{bulk} массива. Этой простой методикой вдали от критической температуры T_c зафиксированы в [1] температуры перехода в псевдощелевое (ПЩ) состояние T^* , совпавшие с данными по методике ARPES [4], а вблизи T_c — еще две особенности, укладывающиеся в концепцию локальных пар [5]. Ниже T_c этой методикой обнаружено совпадение электронных аномалий приконтактного слоя с аномалиями механических свойств массива [3], что позволило сделать вывод об их скейлинговом соответствии. В настоящей работе предложена феноменологическая модель, позволившая, на наш взгляд, качественно описать поведение интерфейса

ВТСП–нормальный металл и выявить фундаментальные причины указанных температурных аномалий. В рамках проведенного анализа дана также физическая трактовка температурных особенностей измеренных зависимостей $r_c(T)$ интерфейсов двух различно допированных висмутовых керамик одного состава, контактировавших с классическими нормальными металлами Pb и In.

На рис. 1(а) изображена концентрационная диаграмма приконтактной области оптимально допированного однофазного квазиизотропного поликристаллического ВТСП, контактирующего с Me. Измерительный ток I перпендикулярен интерфейсу. Разность потенциалов U , измеряемая по трехточечной схеме (рис. 1(а), вставка), содержит три составляющие:

$$U = U_{Me} + U_c + U_{bulk}, \quad (1)$$

где U_{Me} , U_c и U_{bulk} — разности потенциалов на Me, приконтактном слое ВТСП и некоторой части массива ВТСП соответственно.

Известно, см., например, [5], что одним из фундаментальных отличий ВТСП от обычных металлов является пониженная концентрация n_f^h носителей заряда (дырок) с энергией Ферми, по сравнению с концентрацией n_f^e свободных носителей (электронов) в обычных металлах, при этом n_f^h даже при оптимальном допировании (n_f^{hopt}), по крайней мере, на порядок меньше, чем у классических металлов:

$$n_f^e \gg n_f^{hopt}. \quad (2)$$

Вследствие этого $U_c + U_{bulk} \gg U_{Me}$. Кроме того, при оптимальном допировании, как будет показано ниже, $r_c \gg R_{bulk}$, поэтому слагаемые U_{Me} и U_{bulk} не будем учитывать.

До приведения в контакт Me и ВТСП характеризуются определенными значениями концентрации свободных носителей заряда: n_f^e и n_f^{hopt} . После приведения пары в контакт электроны Me проникнут в ВТСП и их концентрация будет спадать по закону $n_f^e(x)$, обращаясь в 0 при x_0 : $n_f^e(x_0) = 0$ (рис. 1(а), кривая 1). Аналогичный слой имеется в металле (изображен на рис. 1(а)), но он не существует при анализе в силу условия (2). Вследствие аннигиляции «гостевых» электронов с «аборигенными» дырками концентрация и знак носителей на расстоянии x от интерфейса будет определяться соотношением $n_f^e(x) - n_f^{hopt}$ (рис. 1(а), кривая 2). Значение $x = x_{AF}$, удовлетворяющее условию

$$n_f^e(x_{AF}) = n_f^{hopt}, \quad (3)$$

делит приконтактный слой ВТСП на область инверсной проводимости $x < x_{AF}$ и обедненную область $x_0 > x > x_{AF}$ (аналогия с интерфейсом «полупроводник–металл» [6]).

Еще одним следствием (2) является большая протяженность приконтактной области ВТСП ($\sim 10^2 - 10^4$ межатомных расстояний), аналогично случаю приконтактной области интерфейса «полупроводник–металл» [7]. По этой же причине координата x_{AF} реально находится вблизи x_0 , что позволяет не учитывать искривление концентрационных кривых вблизи интерфейса. Для наглядности соотношение между n_f^e и n_f^{hopt} на рис. 1(а) дано не в масштабе.

Согласно фазовой диаграмме ВТСП [5,8] (рис. 1(б)), которую мы сдвинули по оси абсцисс относительно рис. 1(а) так, чтобы концентрация дырок $C = 0$ при $x = x_{AF}$, между инверсной и обедненной областями имеется антиферромагнитная (АФ) диэлектрическая прослойка, толщина которой определяется значением C на кривой перехода «диэлектрик–металл» при

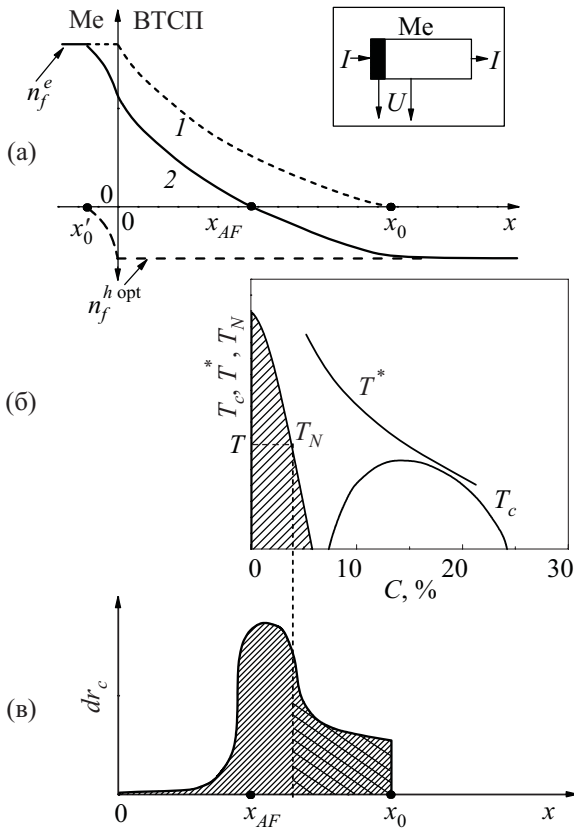


Рис. 1. Распределение свободных носителей заряда в приконтактном слое интерфейса ВТСП/Me (x — расстояние от интерфейса вглубь ВТСП): 1 — зависимость концентрации $n_f^e(x)$ электронов, проникших в ВТСП из Me, 2 — зависимость $n_f^e(x) - n_f^{hopt}$ (n_f^{hopt} — концентрация дырок, соответствующая оптимальному допированию) (а); фазовая диаграмма ВТСП [5]: T_N — температура Нееля; T^* — температура перехода в ПЩ состояние (заштрихована антиферромагнитная диэлектрическая область) (б); схематическое изображение зависимости $dr_c(x)$ слоя толщиной $dx \rightarrow 0$ при $T > T_c$: слева от x_{AF} — область с электронной проводимостью и переходный участок к АФ диэлектрической прослойке; область справа от x_{AF} включает АФ прослойку и слабодопированные металлические слои в ПЩ состоянии (в).

$T = T_N(T)$ (T_N — температура Нееля). Эта прослойка вносит наибольший вклад в $r_c = \int_0^{x_0} dr_c(x)$. Существен-

ный вклад в r_c вносят слабодопированные металлические слои, удельное сопротивление ρ которых монотонно убывает с ростом допирования [5,8]. Электронная проводимость в инверсной области удовлетворяет (2), поэтому вклад этой области в r_c мал. На рис. 1(в) схематически изображена зависимость $dr_c(x) = f(x)$, качественно характеризующая пространственное изменение локального удельного электросопротивления ρ_{loc} приконтактного слоя ВТСП в интервале $0 < x \leq x_0$. Максимум dr_c при $x = x_{AF}$ аналогичен пространственному максимуму локального удельного сопротивления в случае интерфейса «полупроводник p -типа–металл n -типа», приходящийся на так называемый «запорный слой» [6]. При построении графика зависимости $dr_c(x) = f(x)$ учитывалось, что ширина максимума dr_c в основном определяется концентрационной шириной АФ области фазовой диаграммы при данной T , а площадь справа от x_{AF} — сопротивлением слабодопированных металлических слоев. Их более высокое значение $\rho = \rho(x_0)$ по сравнению с $\rho(0)$ следует из (2), что подтверждается экспериментом [8].

Известно [5,8], что концентрация n_f^h свободных носителей заряда в ВТСП существенно уменьшается с понижением температуры. В проведенном анализе уменьшение n_f^h равносильно приближению снизу линии $n_f^h = \text{const}$ к оси абсцисс на рис. 1(а). У классических металлов зависимость n_f^e от T в области низких и умеренно низких температур практически отсутствует. В таком приближении это означает отсутствие изменения формы кривой $n_f^e(x)$.

Предположим, что при понижении температуры при некоторой $T = \text{const}$ скачком увеличится абсолютное значение n_f^h . Это приведет к сдвигу влево координаты x_{AF} на рис. 1(а), что повлечет соответствующий сдвиг влево фазовой диаграммы ВТСП и увеличение значений толщины АФ прослойки и слабодопированных ПЩ слоев. Результатом будет рост их вклада в r_c . В случае скачкообразного уменьшения n_f^h картина будет противоположной. Таким образом, при $n_f^e = \text{const}$ величина r_c является в некотором масштабе мерой концентрации дырочных носителей заряда $n_f^h = \text{const}$ и ее можно представить, например, в виде $r_c = f(n_f^e/n_f^h)$. Из этого вытекает, что измерение температурной зависимости $r_c = f(T)$ может быть инструментом регистрации температурных изменений концентрации n_f^h свободных носителей массива ВТСП.

Рассмотрим, как изменится r_c при сверхпроводящем (СП) переходе и последующем монотонном понижении T . Согласно рис. 1(а) и (б), в обедненной области уровень дырочного допирования увеличивается в направлении от x_{AF} к x_0 , при этом T_c слоев, следуя кри-

вой $T_c(C)$ (рис. 1(б)) в обратном направлении, уменьшается. Поэтому при монотонном уменьшении T ниже T_c будут последовательно переходить в СП состояние слои, начиная с прилегающих к массиву. Координата x_0 на рис. 1(а) будет смещаться влево вследствие эффекта Мейсснера, так как «гостевые» электроны не смогут проникать в образующиеся сверхпроводящие слои. Это приведет к уменьшению r_c . Однако, несмотря на тенденцию уменьшения r_c за счет этих слабодопированных слоев, температурное поведение r_c в целом трудно предсказать умозрительно, поскольку остающиеся в нормальном состоянии слои имеют ρ , изменяющееся от значений, характерных для металлических слоев в ПЩ состоянии, до значений в диэлектрической АФ прослойке. Тем не менее ясно, что после перехода в СП состояние всего приконтактного слоя, кроме диэлектрической АФ прослойки, r_c начнет возрастать. Подобное поведение r_c с минимумом ниже T_c наблюдалось на иттриевых и висмутовых ВТСП [3,9,10].

Рисунок 2 отражает результаты измерений зависимости $r_c = f(T)$ интерфейсов ВТСП/Ме, образовавшихся

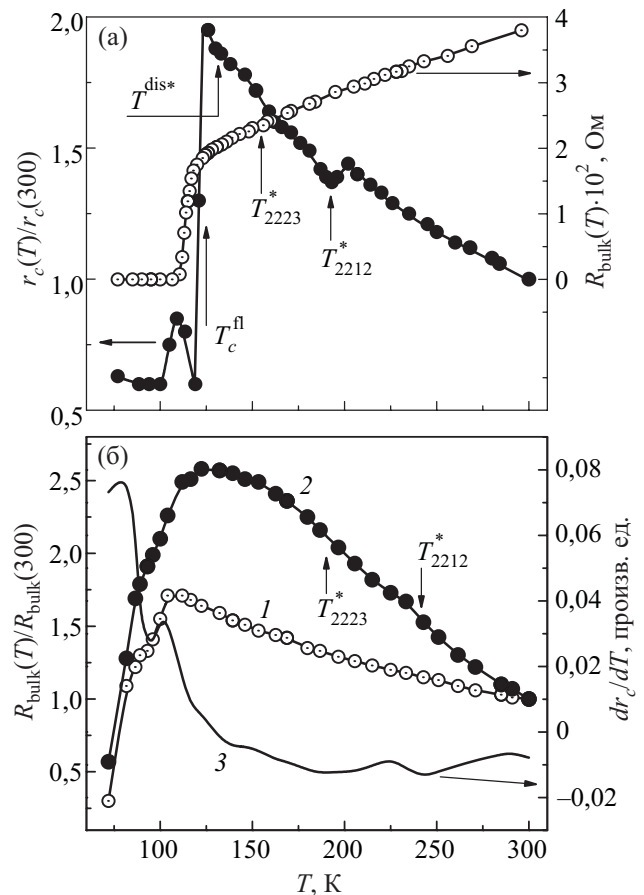


Рис. 2. Зависимости $R_{bulk}(T)$ и $r_c(T)/r_c(300 \text{ K})$ для интерфейса Bi1/Pb (а). Зависимости $R_{bulk}(T)/R_{bulk}(300 \text{ K})$ (кривая 1) и $r_c(T)/r_c(300 \text{ K})$ (кривая 2) для интерфейса Bi2/In . Кривая 3 — температурная зависимость dr_c/dT , построенная на основании кривой 2 (б).

при контакте различно допированных образцов Вi1 и Вi2 двухфазной керамики BiSrPbCaCuO (СП фазы 2223 и 2212), синтезированной по методике [11], и металлов Pb и In. Интерфейс образовывался в результате механического нанесения тонкого ($\sim 0,1$ мм) слоя Me на «свежую» поверхность ВТСП, площадь контакта составляла ~ 3 мм², измерительный ток $I \sim 10^{-4} - 10^{-3}$ А. Измерения проводили в интервале 300–77 К в режиме охлаждения в квазистационарных условиях (подробнее см. в [3]).

Металлический ход $R_{\text{bulk}}(T)$ образца Вi1, измеренный по четырехточечной схеме, и близкая к максимальной для фазы 2223 температура СП перехода $T_c \approx 110,4$ К (рис. 2(а) позволяют считать уровень допирования образца Вi1 оптимальным ($C_{\text{opt}} \approx 15\%$ [5]). Аналогичным образом измеренная зависимость $R_{\text{bulk}}(T)$ образца Вi2 имеет диэлектрический характер и сравнительно низкую $T_{c2223} \approx 100$ К (рис. 2(б)). Это позволяет считать Вi2 слабодопированным ($C < C_{\text{opt}}$).

При $T \approx 300$ К для Вi1 выполнялось неравенство $r_c \gg R_{\text{bulk}}$ ($r_c = 4,9 \cdot 10^{-1}$ Ом, $R_{\text{bulk}} = 3,8 \cdot 10^{-2}$ Ом), усиливавшееся с понижением T за счет разнонаправленности изменения сравниваемых величин, что позволяло пренебрегать малым R_{bulk} . В случае Вi2 величины r_c и R_{bulk} были одного порядка ($r_c = 2,28 \cdot 10^{-1}$ Ом, $R_{\text{bulk}} = 1,72 \cdot 10^{-1}$ Ом), поэтому для определения r_c при всех температурах проводилось по два измерения: $R_{\text{bulk}} + r_c$ по трехточечной схеме и R_{bulk} по четырехточечной схеме.

Представленные на рис. 2(а) и (б) графики $r_c = f(T)$ имеют ряд температурных особенностей, выраженных более отчетливо в случае Вi1. Вдали T_c — это локальные минимумы r_c при температурах 193 и 155 К в случае Вi1 и локальные минимумы производной dr_c/dT при температурах, приблизительно равных 187 и 240 К в случае Вi2. Характер отмеченных особенностей в рамках проведенного анализа однозначно указывает на уменьшение концентрации n_f^h . Это позволяет трактовать две высокотемпературные особенности на каждой кривой как переход фаз 2223 и 2212 в ПЩ состояние, характеризующееся, как известно [5,8], уменьшением рассеяния носителей заряда. В ряде теорий [12–16] это приписывается объединению части фермионов в локальные пары (бозоны) в реальном пространстве. Таким образом, принимая модель локальных пар, имеем: для Вi1 — $T_{2212}^* \approx 193$ К и $T_{2223}^* \approx 155$ К; для Вi2 — $T_{2212}^* \approx 240$ К и $T_{2223}^* \approx 187$ К.

В случае Вi1 (рис. 2(а) увеличение dr_c/dT при $T \approx 131$ К указывает на рост n_f^h , что не противоречит предсказанному в [15] распаду локальных пар. Эту температуру логично обозначить, как $T^{\text{dis}*}$. При дальнейшем понижении T в ходе зависимости $r_c = f(T)$ имеется интересная особенность: при $T \approx 119$ К, что намного выше T_c , r_c скачком уменьшается примерно в 3 раза при изменении температуры на несколько градусов, в то время как R_{bulk} уменьшается на несколько

процентов. Другими словами, столь сильное уменьшение r_c не связано с полным СП переходом. Можно предположить, в согласии с [15], что уменьшение r_c и, следовательно, уменьшение n_f^h связано с некогерентным спариванием фермионов, возможно, за счет обмена фононами [17]. Если это верно, то $T \approx 119$ К следует считать верхней границей интервала флуктуационной сверхпроводимости ($T_c - T_c^{\text{fl}}$) [18]. Доказательствами наличия такого интервала ранее считались ненулевое магнитосопротивление [19,20] и токи когерентных бозонов с зарядом $2e$ [21], которые наблюдались вблизи $T \approx 120$ К. Небольшой максимум r_c при ≈ 110 К в левой части кривой $r_c = f(T)$ для образца Вi1, скорее всего, связан с фазой 2212, демонстрирующей с температурным запаздыванием аналогичный сценарий эволюции $n_f^h(T)$: распад локальных пар выше T_{c2212} и переход к некогерентному спариванию фермионов.

График $r_c = f(T)$, характеризующий Вi2, кроме признаков присутствия двух фаз с разными T_c , примечателен тем, что его первая производная меняет знак при той же $T = T_c^{\text{fl}} \approx 119$ К, которая характеризует Вi1. Этот факт отражает общность фундаментальных изменений в электронных подсистемах различно допированных ВТСП. На наш взгляд, эти изменения являются следствием структурного перехода, предшествующего сверхпроводящему [22–24].

В заключение перечислим основные результаты. Распределение носителей тока в приконтактном слое дырочного ВТСП, граничащего с нормальным металлом Me с электронной проводимостью, определяется аннигиляцией «гостевых» электронов и «аборигенных» дырок. Наибольший вклад в величину контактного сопротивления r_c вносит антиферромагнитная диэлектрическая прослойка между инверсной и обедненной областями. В случае $n_f^e = \text{const}$, что справедливо для классических металлов, изменение n_f^h вызывает изменение r_c . В этом случае r_c можно представить в виде функции отношения концентраций электронов Me и дырок ВТСП: $r_c = f(n_f^e/n_f^h)$. Установлено, что в интервале 300 К– T_c температурный ход $n_f^h(T)$ Вi-керамики имеет особенности, которые могут быть следствием: образования локальных пар вдали T_c , распаривания локальных пар несколько выше T_c , начала некогерентного спаривания фермионов в сверхпроводящие бозоны на верхней границе флуктуационной сверхпроводимости; перехода в основное сверхпроводящее квантовое состояние.

1. Е.В. Карасева, П.А. Куценко, О.П. Леденев, В.А. Фролов, *Материалы 51-й Международной конференции «Актуальные проблемы прочности»*, ННЦ ХФТИ, Харьков (2011).
2. П.А. Куценко, Е.В. Карасева, В.И. Соколенко, В.А. Фролов, *Матеріали Х Міжнародної конференції «Фізичні явища в твердих тілах»*, Харків (2011).

3. Е.В. Карасева, В.И. Соколенко, В.А. Фролов, *ВАНТ, Сер. «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение»*, вып. 99, №2, 144 (2012).
4. T. Kondo, Y. Namaya, A.D. Palczewski, T. Takeushi, J.S. Wen, Z.J. Xu, G. Gu, J. Schmaliau, and A. Kaminski, *Nature Phys.* **7**, 21 (2011).
5. В.М. Локтев, *УФЖ* **1**, 10 (2004).
6. А.И. Иоффе, *Полупроводники в современной физике*, изд.-во Академии наук СССР, Москва–Ленинград (1954).
7. C.G.V. Garrett and W.H. Brattain, *Phys. Rev.* **99**, 376 (1955).
8. А.Л. Соловьев, В.М. Дмитриев, *ФНТ* **35**, 227 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 169 (2009)].
9. О.П. Леденев, В.А. Фролов, *ВАНТ, Сер. «Ядерно-физические исследования (Теория и эксперимент)»* **7**, 15 (1989).
10. V.A. Frolov and A.A. Chupicov, *Cryogenics, ICMC Suppl.* **32**, 405 (1992).
11. А.М. Бовда, Л.Ф. Верхоробин, С.Д. Лавриненко, Г.Ф. Тихинский, В.А. Фролов, *ВАНТ, Сер. «Ядерно-физические исследования (Теория и эксперимент)»* **7**, 6 (1989).
12. И.О. Кулик, А.Г. Педан, *ФНТ* **14**, 700 (1988) [*Low Temp. Phys.* **14**, 384 (1988)].
13. Н.И. Амелин, *ФНТ* **22**, 539 (1996) [*Low Temp. Phys.* **22**, 415 (1996)].
14. В.М. Локтев, *ФНТ* **22**, 490 (1996) [*Low Temp. Phys.* **22**, 376 (1996)].
15. В.П. Гусынин, В.М. Локтев, С.Г. Шарапов, *Письма в ЖЭТФ* **65**, 170 (1997).
16. А.М. Бугрий, В.М. Локтев, *ФНТ* **33**, 51 (2007) [*Low Temp. Phys.* **33**, 37 (2007)].
17. J. Bardin, L.N. Cooper, and J.R. Schrieffer, *Phys. Rev.* **108**, 1175 (1957).
18. S.S. Hikami and A.L. Larkin, *Mod. Phys. Lett. B* **2**, 693 (1988).
19. Y. Matsuda, T. Hirai, and S. Komiyama, *Solid State Commun.* **68**, 103 (1988).
20. Y. Matsuda, T. Hirai, S. Komiyama, T. Terashima, Y. Bando, K. Iijima, K. Yamamoto, and K. Hirata, *Phys. Rev. B* **40**, 5176 (1989).
21. B. Bucher, P. Steiner, J. Karpinski, E. Kaldis, and P. Wachter, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2012 (1993).
22. В.П. Соболев, А.Б. Круглов, А.В. Кузнецов, Н.В. Фонин, *ФНТ* **17**, 1578 (1991) [*Low Temp. Phys.* **17**, 868 (1991)].
23. А.В. Андреев, А.М. Бурханов, С.В. Верховский, В.В. Гудков, И.В. Жевстовских, А.Ю. Зуев, В.Л. Кожевников, В.Е. Найш, А.Н. Петров, С.М. Подгорных, В.Е. Старцев, А.В. Ткач, В.В. Устинов, В.А. Фотиев, С.Н. Чешницкий, С.В. Ярцев, *Письма в ЖЭТФ* **46**, 192 (1987).
24. Б.Я. Сухаревский, Е.О. Цибильский, В.Г. Ксенофонов, Г.Е. Шаталова, В.Л. Коварский, С.И. Хохлова, Н.Б. Письменова, И.В. Жихарев, И.В. Рубан, *Письма в ЖЭТФ* **46**, 188 (1987).

Electrical resistivity for HTSC–normal metal interface

V.I. Sokolenko and V.A. Frolov

It is analytically shown that the specific resistivity ρ of a hole-type HTSC a contact layer abutting upon an electron-type conductivity metal Me is a nonmonotonic function of distance from interface. A maximum value of ρ corresponds to ρ_{AF} of HTSC in the antiferromagnetic dielectric state at a distance x , where the difference in densities of Fermi guest electrons and native holes is $n_f^e(x) - n_f^h = 0$. For $n_f^e(0) = \text{const}$ the value of r_c can be an indicator of changes of n_f^h , in particular, temperature. The temperature dependences $r_c(T)$ of HTSC/Pb and HTSC/In interfaces in optimally and slightly doped diphasic Bi ceramics BiSrPbCaCuO are measured. Their features correspond: concept of local pairs, existing in a pseudogap phase till the temperature of depairing, the idea of fluctuation superconductivity and the transition to a superconducting state.

PACS: **74.72.-h** Cuprate superconductors;
74.25. F- Transport properties;
73.40. Cg Contact resistance, contact potential.

Keywords: high temperature superconductivity, electronic doping, free carrier concentration, bismuthic HTSC, local pairs.