

## ОСОБЕННОСТИ РАССЕЯНИЯ НОСИТЕЛЕЙ НА ГРАНИЦЕ НОРМАЛЬНЫЙ МЕТАЛЛ–КВАЗИОДНОМЕРНЫЙ ПРОВОДНИК С ВОЛНОЙ ЗАРЯДОВОЙ ПЛОТНОСТИ

А.А.Синченко\*, Ю.И.Латышев<sup>+</sup>, С.Г.Зыбцев<sup>+</sup>, И.Г.Горлова<sup>+1)</sup>,  
П.Монсо<sup>о2)</sup>

\*Московский государственный инженерно-физический институт  
115409 Москва, Россия

<sup>+</sup>Институт радиотехники и электроники РАН  
103907 Москва, Россия

<sup>о</sup>Center de Recherches sur les tres Basses Temperatures,  
BP 166, 38042 Grenoble, France

Поступила в редакцию 11 июля 1996 г.

Экспериментально исследованы нелинейные эффекты на границе раздела нормальный металл–квазиодномерный проводник  $K_{0.3}MoO_3$  с волной зарядовой плотности. Обнаружено, что рассеяние нормальных носителей с энергией  $E$  меньшей пайерлсовской щели,  $\Delta_p$ , приводит к появлению избыточного сопротивления  $N$ -ВЗП-границы. Характер рассеяния аналогичен эффекту андреевского отражения. Однако в отличие от сверхпроводников, знак заряда отраженной частицы не изменяется.

PACS: 71.45.Lr, 73.40.-c

Изучение явлений, происходящих на контакте нормальный металл ( $N$ )–квазиодномерный проводник с волной зарядовой плотности (ВЗП), может позволить получить информацию о взаимодействии инжектируемых из  $N$  квази-частиц с конденсатом ВЗП. В работах [1, 2] было теоретически предсказана возможность отражения квазичастиц на неоднородностях параметра порядка, аналогично андреевскому отражению в сверхпроводниках [3], сопровождающееся изменением знака всех трех компонент скорости  $v = d\epsilon/dp$ . Однако в отличие от границы нормальный металл–сверхпроводник, отражение не сопровождается изменением знака заряда, что должно приводить к появлению избыточного сопротивления границы.

В настоящей работе предпринята попытка экспериментального наблюдения подобных эффектов, происходящих на  $N$ -ВЗП-границе.

Исследовались монокристаллические образцы "голубой" бронзы  $K_{0.3}MoO_3$ , с размерами до  $5 \cdot 10^4$  мкм в сечении и длиной 500–1000 мкм с температурой пайерлсовского перехода  $T_p = 183$  К. Монокристаллы были предоставлены Центром исследований при низких температурах (СРТВТ – CNRS, Гренобль). Для исследования процессов на границе раздела  $N$ -ВЗП использовалась схема измерения, предложенная в работе [4] (см. вставку на рис.1), и успешно применяемая для исследования андреевского отражения как в традиционных [5, 6], так и в высокотемпературных оксидных сверхпроводниках [7, 8]. Геометрия эксперимента показана на рис.1. В эксперименте измеряются вольт-амперные

<sup>1)</sup> e-mail: gori@web.eplire.ru

<sup>2)</sup> P.Monceau

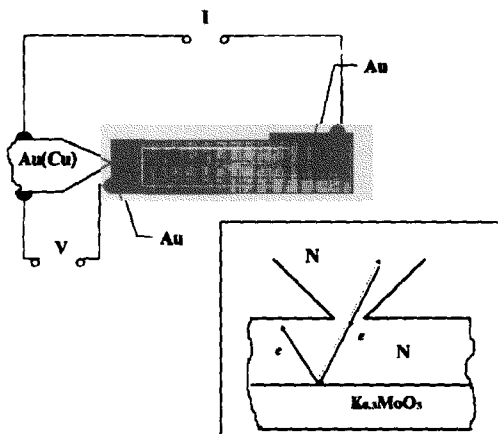


Рис.1. Геометрия эксперимента. В рамке схематично показаны возможные процессы отражения: сплошные линии – обычное зеркальное отражение; пунктирная линия – отражение андреевского типа

характеристики (ВАХ) и их первые производные точечных контактов нормального металла с би-слоем Au –  $K_{0.3}MoO_3$ . Точечный контакт образовывался с плоскостью кристалла, перпендикулярной ориентации цепочек. Золотое покрытие наносилось методом лазерного напыления. Толщина слоя составляла  $1000 \text{ \AA}$ . В качестве нормальных контрэлектродов использовались электрохимически заточенные тонкие (диаметром  $30\text{--}70 \mu\text{м}$ ) проволоки из меди и золота. Радиус закругления острия игл не превышал  $1 \mu\text{м}$ . Точечный контакт формировался непосредственно при температуре жидкого азота с помощью прецизионной механической системы передачи движения [9]. Для каждого образца были исследованы характеристики не менее 20 точечных контактов. Определенное из ВАХ монокристаллов значение порогового электрического поля срыва ВЗП для исследованных образцов составляло  $E_c \sim 300\text{--}600 \text{ мВ/см}$  при  $77 \text{ К}$ .

На рис.2 показаны зависимости дифференциального сопротивления  $R_d = -dV/dI$  от напряжения  $V$  точечных контактов для образца 3 с различными диаметрами (сопротивлениями) контактов, снятые при температуре  $T = 77 \text{ К}$ . Данные зависимости являются типичными для всех исследованных образцов. Характерными особенностями данных характеристик являются: ярко выраженная асимметрия, наличие минимума при  $V = 0$ , а также менее отчетливых максимумов при напряжении  $|V| \approx 50 \text{ мВ}$ , соответствующем величине пайерловской щели в голубых бронзах [10, 11]. Положение и относительная величина сигнала не зависела от абсолютной величины сопротивления контакта. Данный эффект наблюдался как в пиннингговом, так и в депиннингговом состояниях ВЗП, которые определялись путем измерения падения напряжения непосредственно на кристалле  $K_{0.3}MoO_3$ .

В использованной схеме эксперимента нелинейности  $R_d(V)$  могут являться результатом только двух вкладов: нелинейности характеристики собственно  $N-N$ -контакта, включающие эффекты разогрева и особенности электрон-фононного взаимодействия в нормальных электродах в отсутствие ВЗП, и особенностей, которые могут быть связаны с близостью квазиодномерного проводника с ВЗП, поэтому необходимо выяснить характер зависимости  $R_d(V)$  для  $N-N$ -контакта в отсутствие ВЗП. В отличие от сверхпроводников, где сверхпроводимость может быть подавлена магнитным полем, в нашем случае

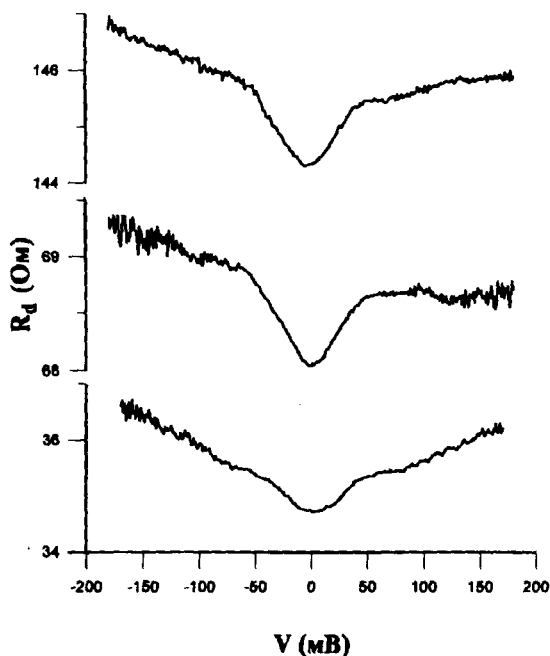


Рис.2. Зависимости  $R_d(V)$  трех различных точечных контактов с образцом 3 при  $T = 77$  К

получить точный спектр собственно  $N-N$ -контакта не представляется возможным, так как нам не известны способы подавить пайерлсовскую щель при  $T \ll T_p$ . Тем не менее, важно отметить, что особенности появляются только при температурах ниже пайерлсовского перехода. Выше температуры  $T_p = 183$  К точно контактные спектры симметричны и имеют омический характер с малым приростом сопротивления, пропорциональным квадрату напряжения. Никаких иных особенностей при данных температурах не наблюдалось. Начало выхода на квадратичный закон часто наблюдалось и при  $T = 77$  К при подаче достаточно больших напряжений смещения  $V \sim 300 - 500$  мВ. Однако в этом диапазоне напряжений значительно возрастают шумы и часто происходит срыв контакта.

Хорошо известно, что диапазон существования особенностей электрон-фононного взаимодействия в золоте и меди ограничен энергией  $E \sim 20 - 30$  мэВ [12, 13]. Кроме того, температура жидкого азота очень высока для отчетливого проявления особенностей данного типа. Таким образом, проведенный анализ позволяет нам сделать вывод, что наблюдаемые нелинейности зависимостей  $R_d(V)$  могут быть связаны только с рассеянием носителей на границе  $N$ -ВЗП. Действительно, в нашей геометрии эксперимента толщина слоя Au меньше или порядка длины свободного пробега в золоте при  $T = 77$  К, составляющей обычно для пленок  $1500 - 2000$  Å. Поэтому можно считать, что мы находимся в баллистическом пределе. Сопротивления точечных контактов соответствуют диаметрам контактов  $10 - 30$  Å [14], что много меньше толщины слоя нормального металла. Поэтому заметный вклад в сопротивление точечного контакта могут давать носители, отражение которых происходит по траектории налетающей частицы, то есть андреевским образом (см. вставку на рис.1).

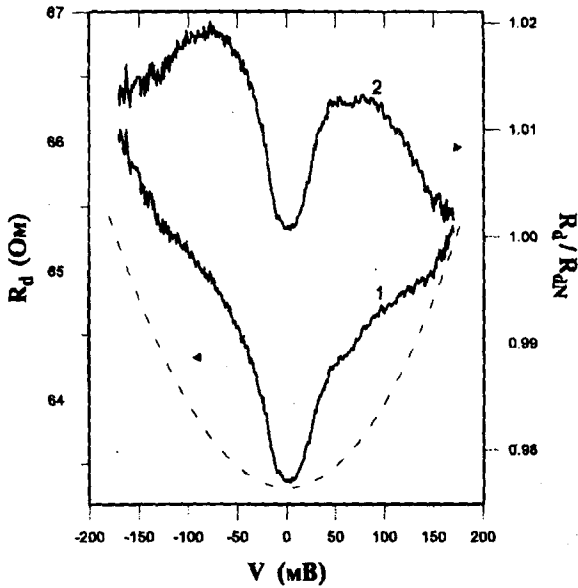


Рис.3. Зависимость  $R_d(V)$  точечного контакта с образцом 2 (кривая 1). Пунктирная кривая – предполагаемый вид зависимости  $R_{dN}(V)$  собственно  $N-N$ -контакта. Кривая 2 – зависимость  $R_d(V)/R_{dN}(V)$

Если действительно имеет место отражение, подобное андреевскому, как это предсказывалось в [1, 2], то по аналогии с [15, 16] при  $T = 0$ :

$$\frac{R_d(V)}{R_{dN}(V)} = \frac{1}{1 - A(eV)\Lambda(eV)}, \quad (1)$$

где  $R_{dN}(V)$  – сопротивление контакта в отсутствие ВЗП,  $A(eV)$  – вероятность андреевского отражения, зависящая от величины энергетической щели и характеристического параметра  $Z$  потенциального барьера границы  $N$ -ВЗП.  $\Lambda(eV)$  учитывает эффекты, связанные с конечностью длины свободного пробега электронов, и дается интегралом по всем углам инжекции [5]:

$$\Lambda(eV) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} d\Phi \int_0^{\pi/2} d\theta \sin \theta \cos \theta \exp\left(-\frac{2d'(eV)}{l \cos \theta}\right), \quad (2)$$

где  $l$  – длина свободного пробега,  $d'(eV)$  – эффективная толщина нормального металла, которую электрон должен пересечь до отражения. Энергетическая зависимость  $d'(eV)$  для сверхпроводников обусловлена эффектом близости. Выражение (1) отличается от аналогичного для сверхпроводников знаком минус в знаменателе. Это связано с тем, что в случае ВЗП отраженная частица не изменяет знак заряда [1, 2].

При  $T \neq 0$ , вследствие температурного размытия фермиевской функции распределения электронов, спектр (1) будет размываться. Выражение для вероятности  $A(E)$  в случае ВЗП нам не известно. Однако можно предположить, что как и для сверхпроводников, значительную роль будет играть потенциальный барьер границы  $N$ -ВЗП, обусловленный как неидеальностью границы, так и разрывностью волнового вектора Ферми. Как показано в [15], наличие барьера приводит к уменьшению  $A(E)$  при  $E \ll \Delta$ , что для сверхпроводников

проявляется на зависимости  $R_d(V)$  в виде максимума при  $V = 0$ . В нашем случае наличие значительного барьера границы очевидно вследствие разницы в положении уровня Ферми в Au и  $K_{0.3}MoO_3$ . Тогда, если отраженная частица не меняет знак заряда, на зависимости  $R_d(V)$  должен существовать минимум при  $V = 0$  и максимумы при  $eV = \pm\Delta$ , что и наблюдается на эксперименте.

На рис.3 приведена зависимость  $R_d(V)$  для образца 2 (кривая 1). При больших напряжениях смещения для данной характеристики заметен выход на квадратичный закон изменения прироста сопротивления, что позволило определить предполагаемый вид зависимости  $R_{dN}(V)$  собственно  $N-N$ -контакта (пунктирная кривая). Кривая 2 на том же рисунке есть результат нормировки  $R_d(V)/R_{dN}(V)$  и представляет собой спектр, подобный спектру андреевского отражения для сверхпроводников, но зеркально отраженный относительно прямой  $R_d/R_{dN} = 1$  (сравни, например, с [6]).

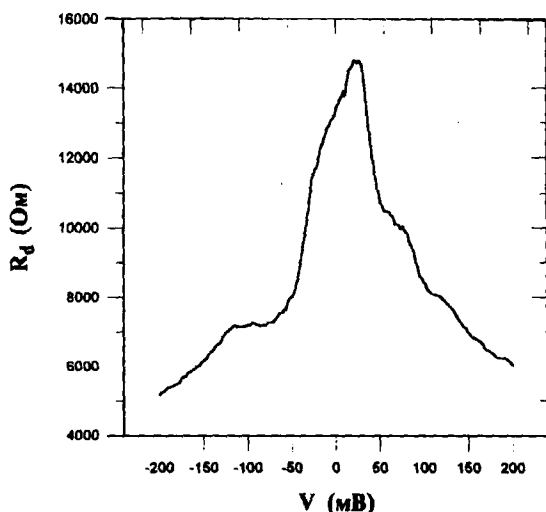


Рис.4. Зависимость  $R_d(V)$  точечного контакта Cu- $K_{0.3}MoO_3$

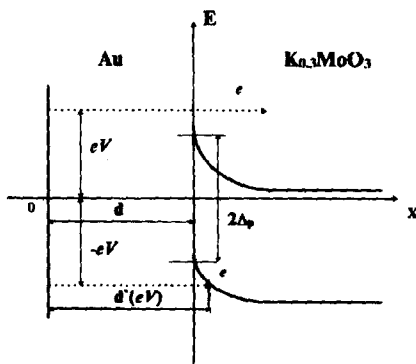


Рис.5. Схематичная диаграмма  $N$ - $VSP$ -границы, иллюстрирующая отражение квази-частиц андреевского типа

Как уже отмечалось выше, все наблюдаемые на эксперименте зависимости  $R_d(V)$  асимметричны. Мы связываем данный эффект с искажением химического потенциала вблизи границы  $N$ - $VSP$  аналогичного как на контакте металл-полупроводник. В качестве примера проявления данного эффекта на рис.4 показана зависимость  $R_d(V)$  точечного контакта Cu- $K_{0.3}MoO_3$  (без промежуточного металлического слоя), с характерной для контакта металл-полупроводник асимметрией. Отчетливо видны также и щелевые особенности при напряжении  $|V| = 50$  мВ.

Приведенные выше экспериментальные данные позволяют представить следующую картину процессов на границе  $N$ - $VSP$  (см. рис.5). При энергиях инжектируемых частиц  $|eV| < \Delta$  имеет место отражение, подобное андреевскому, как при положительном, так и при отрицательном напряжениях смещения. При этом эффективная длина пробега частиц до отражения,  $d'$  не зависит от

энергии и равна толщине слоя нормального металла  $d$ . При  $|eV| > \Delta$  при положительном напряжении смещения инжектируемая частица попадает в квазиодномерный проводник в виде нормального возбуждения, и трансформации ее в ВЗП, вероятнее всего, идет через центр проскальзывания фазы. Вероятность отражения андреевского типа для нее, согласно [15], чрезвычайно мала. Другая ситуация реализуется при отрицательном напряжении смещения. Как легко видеть из рис.5 в этом случае сохраняется вероятность отражения андреевского типа в интервале энергий, соответствующих искривлению зон. Эффективная длина пробега электронов увеличивается и становится зависимой от энергии инжектируемых частиц. В этом случае вследствие уменьшения  $\Lambda(eV)$  сигнал андреевского отражения также будет уменьшаться с увеличением энергии.

Таким образом, полученные результаты можно рассматривать как указание на существование на границе ВЗП-нормальный металл процессов, аналогичных андреевскому отражению в сверхпроводниках, как предсказывалось в [1,2].

Авторы благодарны С.Н.Артеменко, А.Ф.Волкову и В.Я.Покровскому за обсуждение результатов экспериментов. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований и выполнена в рамках проекта 95-02-04456.

- 
1. А.Л.Касаткин, Э.А.Пашицкий, ФНТ **10**, 1222 (1984).
  2. А.Л.Касаткин, Э.А.Пашицкий, ФТТ **27**, 2417 (1985).
  3. А.Ф.Андреев, ЖЭТФ **46**, 1823 (1964).
  4. P.A.M.Benistant, A.P.van Gelder, and H.van Kempen, Phys. Rev. B **32**, 3351 (1985).
  5. P.C.van Son, H.van Kempen, and P.Wyder, Phys. Rev. Lett. **59**, 2226 (1987).
  6. H.F.C.Hoovers, M.G.D.van der Grinten, P.L.H.Jennen et al., J. Phys.: Condens. Matter **6**, 65 (1994).
  7. T.W.Jing, Z.Z.Wang, and N.P.Ong, Phys. C **162-164**, 1061 (1989).
  8. V.F.Elesin, A.A.Sinchenko, A.A.Ivanov, and S.G.Galkin, Phys. C **213**, 490 (1993).
  9. А.А.Синченко, ФНТ **15**, 438 (1989).
  10. B.Dardel, D.Malterre, M.Grioni et al., Europhys. Lett. **19**, 525 (1992).
  11. G.Travaglini, P.Wachter, J.Marcus, and C.Schlenker, Solid. State Comm. **37**, 559 (1981).
  12. И.К.Янсон, Ю.Н.Шалов, ЖЭТФ **71**, 286 (1976).
  13. Ю.Н.Шалов, И.К.Янсон, ФНТ **3**, 99 (1977).
  14. Ю.В.Шарвин, ЖЭТФ **48**, 984 (1965).
  15. G.E.Blonder, M.Tinkham, and T.M.Klapwijk, Phys. Rev. B **25**, 4515 (1982).
  16. С.Н.Артеменко, А.Ф.Волков, ЖЭТФ **87**, 691 (1984).