

PACS numbers: 72.25.Hg, 72.25.Mk, 74.40.Gh, 74.45.+c, 74.50.+r, 74.55.+v, 74.78.Fk

## **Влияние неравновесного состояния низкоомных туннельных структур ферромагнетик–изолятор–сверхпроводник $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb}$ на их вольт-амперные характеристики**

Э. М. Руденко, Ю. В. Шлапак, И. В. Короташ, М. В. Дякин

*Институт металлофизики им. Г. В. Курдюмова НАН Украины,  
бульв. Акад. Вернадского, 36,  
03680, ГСП, Киев-142, Украина*

Предложена и экспериментально подтверждена физическая модель процессов туннелирования, приводящих к неравновесному сверхпроводящему состоянию в контактах ферромагнетик–сверхпроводник. Модель основана на анализе экспериментальных ВАХ и определении зависимости энергетической щели от тока инъекции, а также зависимостей эффективного химпотенциала и эффективной температуры квазичастиц в модифицированной функции энергетического распределения квазичастиц от напряжения на контакте.

Запропоновано й експериментально підтверджено фізичну модель процесів тунелювання, які призводять до нерівноважного надпровідного стану у контактах ферромагнетик–надпровідник. Модель ґрунтується на аналізі експериментальних ВАХ і визначенні залежності енергетичної щілини від струму інжекції та залежностей ефективного хімпотенціалу й ефективною температури в модифікованій функції енергетичного розподілу квазичастинок від напруги на контакті.

The physical model of the tunnelling processes, which are responsible for non-equilibrium superconducting state in the ferromagnetic–superconductor junction, is proposed and experimentally confirmed. The model is based on both the experimental CVC analysis and the determination of an energy gap dependence on the injection current as well as dependences of effective chemical potential and effective temperature of quasi-particles in modified quasi-particles' energy distribution function on the voltage at the junction.

**Ключевые слова:** неравновесная сверхпроводимость, туннельный контакт ферромагнетик–сверхпроводник, спин-поляризованный транспорт тока, вольт-амперная характеристика.

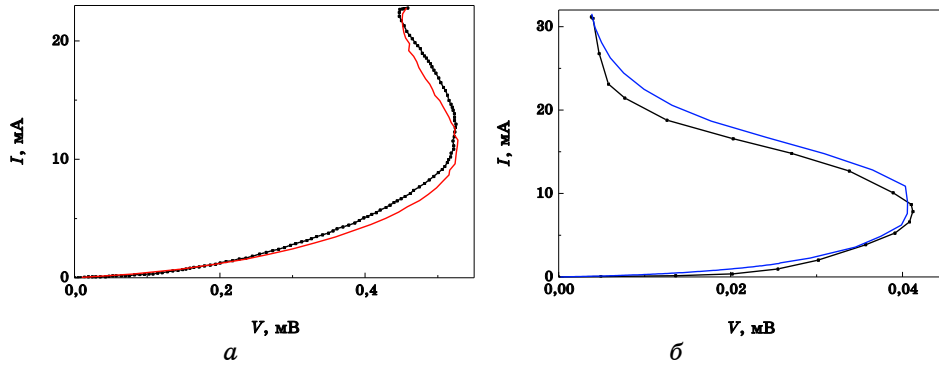
*(Получено 22 ноября 2013 г.)*

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) туннельных структур на основе ферромагнетиков дают важную информацию о квантовом транспорте в таких структурах и возможности их применения в спинтронике [1]. Сегодня отсутствуют публикации, в которых представлены адекватные физические модели, выполнено математическое описание, анализ и обсуждение экспериментальных ВАХ туннельных контактов ферромагнетик (*F*)–изолятор (*I*)–сверхпроводник (*S*) [2, 3]. Известно, что в низкоомных туннельных контактах *F–I–S*-типа  $\text{Co}_2\text{CrAl–I–Pb}$  в сверхпроводящем электроде легко накапливаются избыточные спин-поляризованные квазичастицы, что приводит к возникновению неравновесного сверхпроводящего состояния (НСС) [3, 4]. ВАХ таких контактов в НСС не могут быть описаны известными теоретическими моделями [5–9]. Поэтому анализ и физическая интерпретация вида экспериментальных ВАХ туннельных контактов *F–I–S* требуют дальнейшего развития теоретических моделей неравновесной сверхпроводимости.

Мы создали и исследовали крестообразные туннельные контакты *F–I–S*-типа  $\text{Co}_2\text{CrAl–I–Pb}$  с широким диапазоном прозрачности изоляционного барьера. Ферромагнитный полуметалл  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  обеспечивает высокую степень спиновой поляризации тока инжекции [10], что приводит к эффективному накоплению избыточных спин-поляризованных квазичастиц в сверхпроводнике. Удельное туннельное сопротивление контактов  $R_{FN}S$  изменялось от  $10^{-4}$  до  $10^{-7}$  Ом·см<sup>2</sup> ( $R_{FN}$  — сопротивление контакта в нормальном состоянии сверхпроводника Pb,  $S \approx 2 \cdot 10^{-4}$  см<sup>2</sup> — его площадь). В данной работе рассмотрены контакты с  $R_{FN}S \sim 10^{-7}$  Ом·см<sup>2</sup>. Туннельные контакты формировались на сапфировых подложках размером 8×20 мм и толщиной 0,5 мм. Первой через специальную маску методом «вспышки» осаждалась плёнка  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  толщиной около 100 нм, которая окислялась при температуре  $\approx 20^\circ\text{C}$  в естественной атмосфере лаборатории от 10 мин. до 1–2 суток в зависимости от требования к величине  $R_{FN}S$ . Далее через другую маску термически осаждалась плёнка Pb толщиной около 100 нм. Для установления отличий ВАХ контактов *F–I–S*- и *N–I–S*-типов были изготовлены туннельные контакты Sn–I–Pb (*N–I–S*-тип) аналогичной геометрии, в которых барьером был окисел олова  $\text{Sn}_x\text{O}_y$  (*N* — нормальный, неферромагнитный металл). Контакты Sn–I–Pb формировались термическим осаждением через те же маски. ВАХ созданных контактов измерялась четырёхзондовым методом при температуре  $T_0 = 4,2$  К.

На рисунке 1, *a*, *б* представлены экспериментальные ВАХ двух контактов  $\text{Co}_2\text{CrAl–I–Pb}$  (линии с точками), отличающиеся по величине  $R_{FN}S$ .



**Рис. 1.** Экспериментальные ВАХ контактов  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb}$  (линия с точками) и теоретический расчёт по предложенной модели ВАХ (сплошная линия): (а)  $R_T = 0,02 \text{ Ом}$ ,  $R_T S = 0,8 \cdot 10^{-6} \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ ; (б)  $R_T = 0,00014 \text{ Ом}$ ,  $R_T S = 0,6 \cdot 10^{-7} \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ .

Для сопоставления с экспериментальными ВАХ туннельных контактов теоретические ВАХ рассчитываются по формуле [11]:

$$I^{NS}(V) = C \int_{-\infty}^{+\infty} N_T(E_k) [f(E_k) - f(E_k + eV)] dE_k, \quad (1)$$

где  $C = e^{-1} G^{NN}$ ,  $G^{NN} = \frac{4\pi e^2}{\hbar} |T|^2 N^{(1)}(0) N^{(2)}(0)$  — проводимость контакта при нормальном состоянии обеих электродов;  $T$  — туннельный матричный элемент перехода,  $N^{(1)}(0)$ ,  $N^{(2)}(0)$  — плотности электронных состояний на уровне Ферми в электродах контакта;  $e$  — заряд электрона;  $N_T(E_k) = \text{Re} \frac{|E_k|}{\varepsilon_k}$  — плотность состояний элементарных

возбуждений сверхпроводника согласно теории БКШ,  $f(E_k)$  — равновесная функция распределения Ферми–Дирака элементарных возбуждений с импульсом  $k$  и энергией  $\varepsilon_k = \sqrt{E_k^2 - \Delta^2}$  для сверхпроводника с энергетической щелью  $\Delta$ . Как показано в [11], отношение  $G^{NN}/G^{NS}$  определяется структурой плотности состояний в электродах туннельного  $N-I-S$ -контакта ( $G^{NS}$  — дифференциальная проводимость контактов при сверхпроводящем состоянии электрода  $S$ ;  $G^{NN}$  — проводимость тех же контактов при нормальном состоянии  $S$ ).

Как видно из графиков, ВАХ контактов  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb}$  с  $R_T S = 0,8 \cdot 10^{-6} \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$  (рис. 1, а) и  $R_T S = 0,6 \cdot 10^{-7} \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$  (рис. 1, б) имеют  $s$ -образную форму, т.е. напряжение на переходе уменьшается при достижении током инжекции некоторого критического значения. Изменение дифференциальной проводимости  $G^{NS}$  и  $G^{FS}$  [3, 10, 11] может происходить от изменения функции распределения Ферми–

Дирака  $f(E_k)$  элементарных возбуждений (см. формулу (1)). Кроме того, при прохождении туннельного тока через  $F-I-S$ -контакт в сверхпроводнике происходит накопление спин-поляризованных квазичастиц (теоретически предсказано в [12] и экспериментально обнаружено в [3, 4, 10]), вызванное большим временем их рекомбинации в куперовские пары. Это приводит к отклонению функции распределения квазичастиц по энергиям от равновесной  $f(E_k)$ .

Для интерпретации экспериментальных данных в НСС воспользуемся эвристическими моделями эффективного химпотенциала  $\mu^*$ , эффективной температуры  $T^*$  [5] и объединённой ( $\mu^* + T^*$ )-моделью [6, 7], использующей квазиравновесную функцию распределения:

$$f(E) = \left( 1 + \exp \left\{ \frac{E - \mu^*}{kT^*} \right\} \right)^{-1}. \quad (2)$$

Аналитическая зависимость эффективного химпотенциала от напряжения, согласно работам [9, 13], имеет вид:

$$\mu^* = \mu_0 + \delta\mu(V) = \mu_0 + eV \left( 1 + \exp \left( a \frac{eV}{\Delta_0} - b \right) \right)^{-1}, \quad (3)$$

где  $\delta\mu$  — добавка к равновесному химпотенциалу  $\mu_0$ ,  $a$  и  $b$  — некоторые подгоночные параметры.

Зависимость энергетической щели от  $T^*$ , согласно работе [7], находится в хорошем согласии (абсолютное отклонение не более нескольких процентов) с теорией БКШ. Зависимость энергетической щели от тока инжекции выведена в работе [14]:

$$\frac{\Delta(I_{inj})}{\Delta(I_0)} = 1 - \left( \frac{I_{inj}}{I_0} \right)^3. \quad (4)$$

На рисунке 1 вместе с экспериментальными ВАХ двух контактов  $\text{Co}_2\text{CrAl}-I-\text{Pb}$ , отличающимися по величине  $R_{\text{FN}}S$ , представлены также и рассчитанные ВАХ по формуле тока через туннельный контакт с БКШ плотностью состояний сверхпроводника и с учётом зависимостей (2)–(4).

Согласно [9], при малой интенсивности накачки  $\mu^* = \mu_0 + \delta\mu$  увеличивается, пока температура возбуждений остаётся равной температуре решётки  $T_0$  (температуре термостата). При дальнейшем увеличении интенсивности накачки происходит нагрев возбуждений, что приводит к уменьшению  $\mu^*$ , несмотря на возрастание концентрации неравновесных квазичастиц. Для получения зависимости  $\mu^*$  от  $V$  для каждого значения напряжения  $V_i$  было подобрано значение  $\mu^*$ , при котором экспериментальные ВАХ для  $F-I-S$  совпали с расчётной по формуле (1). Полученная зависимость  $\mu^*$  от  $V$  хорошо аппроксими-

руется формулой (3) и качественно совпадает с видом зависимости  $\mu^*$  от величины накачки, теоретически описанной в работе [9].

По мере уменьшения  $\mu^*$  все более существенным становится повышение эффективной температуры возбуждений  $T^* = T_0 + \delta T$  по отношению к  $T_0$ . Начиная с напряжения  $V^* < \Delta/e$  (рис. 2), величина  $T^*$  начинает существенно влиять на характер изменения ВАХ и этому сопутствует уменьшение  $\mu^*$ . Возрастание  $T^*$  при увеличении числа неравновесных квазичастиц с ростом инжекции  $I_{inj}$  и напряжения  $V$  приводит к уменьшению величины энергетической щели  $\Delta$  [5, 9] и, соответственно, к изменению ВАХ. При некотором напряжении, соответствующем критическому значению величины тока инжекции, исчезает однородное НСС и возникает резистивное состояние либо неоднородное НСС [3, 5, 10], для которого характерно наличие вертикального участка на ВАХ. При дальнейшем увеличении тока инжекции происходит дальнейшее уменьшение величины энергетической щели в спектре сверхпроводника. Если это уменьшение имеет достаточно большую скорость изменения, то это приводит к падению напряжения на контакте. Последнее и проявляется на ВАХ в виде участка с отрицательным наклоном.

Таким образом, в данной работе предложена и экспериментально подтверждена физическая модель процессов туннелирования, приводящих к однородному и неоднородному неравновесному сверхпроводящему состоянию либо к резистивному состоянию в контактах ферромагнетик-сверхпроводник. Модель основана на анализе экспериментальных ВАХ и определении зависимости энергетической щели  $\Delta(V)$  от тока инжекции  $I_{inj}$ , а также зависимостей добавки к химпотенциалу  $\delta\mu(V)$  и эффективной температуры  $T^*(V)$ , приводящих к модификации функций распределения квазичастиц от приложенного к туннельному контакту напряжения  $V$ . Применение предложенной физической модели позволяет адекватно описывать ВАХ туннельных контактов в неравновесном сверхпроводящем состоянии.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. A. I. Buzdin, *Rev. Mod. Phys.*, **77**: 935 (2005); F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. V. Efetov, *Rev. Mod. Phys.*, **77**: 1321 (2005).
2. Э. М. Руденко, И. В. Короташ, А. А. Краковный, Ю. В. Кудрявцев, В. Н. Реут, *Металлофиз. новейшие технол.*, **33**, № 1: 57 (2011).
3. Э. М. Руденко, И. В. Короташ, А. А. Краковный, М. В. Дякин, Д. А. Дубина, Д. А. Соломаха, *ФНТ*, **38**: 467 (2012).
4. E. M. Rudenko, I. V. Korotash, M. V. Dyakin, Yu. V. Kudryavtsev, and A. A. Krakovnyy, *Металлофиз. новейшие технол.*, **31**, № 4: 429 (2009); E. M. Rudenko, I. V. Korotash, Y. V. Kudryavtsev, A. A. Krakovnyy, and M. V. Dyakin, *Physica C*, **470**: 378 (2010).
5. В. Ф. Елесин, Ю. В. Кобаев, *УФН*, **133**: 259 (1981).
6. C. S. Owen and D. J. Scalapino, *Phys. Rev. Lett.*, **28**: 1559 (1972); W. H. Parker,

- Phys. Rev. B*, **12**: 3667 (1975).
7. H. W. Willemsen and K. E. Gray, *Phys. Rev. Lett.*, **41**: 812 (1978); В. Ф. Елесин, В. Е. Кондрашов, А. С. Сухих, *ФТТ*, **21**: 3225 (1979).
  8. J. J. Chang and D. J. Scalapino, *Phys. Rev. B*, **15**: 2651 (1977).
  9. А. Г. Аронов, Б. З. Спивак, *ФНТ*, **4**: 1365 (1978).
  10. Э. М. Руденко, И. В. Короташ, Ю. В. Шлапак, Ю. В. Кудрявцев, А. А. Краковный, М. В. Дякин, *ФНТ*, **37**: 614 (2011).
  11. I. Giaver and K. Megerle, *Phys. Rev.*, **122**: 1101 (1961); Е. Л. Вольф, *Принципы электронной туннельной спектроскопии* (Киев: Наукова думка: 1990).
  12. А. Г. Аронов, *ЖЭТФ*, **71**: 370 (1976).
  13. Э. М. Руденко, Ю. В. Шлапак, И. В. Короташ, М. В. Дякин, *ФНТ*, **39**: 672 (2013).
  14. Э. М. Руденко, И. В. Короташ, А. А. Краковный, М. В. Дякин, Д. С. Дубина, Д. А. Соломаха, *ФНТ*, **38**: 234 (2012).

## REFERENCES

1. А. И. Бuzдин, *Rev. Mod. Phys.*, **77**: 935 (2005); F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, *Rev. Mod. Phys.*, **77**: 1321 (2005).
2. Eh. M. Rudenko, I. V. Korotash, A. A. Krakovnyy, Yu. V. Kudryavtsev, and V. N. Reut, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **33**, No. 1: 57 (2011) (in Russian).
3. Eh. M. Rudenko, I. V. Korotash, A. A. Krakovnyy, M. V. Dyakin, D. A. Dubina, and D. A. Solomakha, *Fizika Nizkikh Temperatur*, **38**: 467 (2012) (in Russian).
4. E. M. Rudenko, I. V. Korotash, M. V. Dyakin, Yu. V. Kudryavtsev, and A. A. Krakovnyy, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **31**, No. 4: 429 (2009); E. M. Rudenko, I. V. Korotash, Y. V. Kudryavtsev, A. A. Krakovnyy, and M. V. Dyakin, *Physica C*, **470**: 378 (2010).
5. V. F. Elesin and Yu. V. Kopaev, *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*, **133**: 259 (1981) (in Russian).
6. C. S. Owen and D. J. Scalapino, *Phys. Rev. Lett.*, **28**: 1559 (1972); W. H. Parker, *Phys. Rev. B*, **12**: 3667 (1975).
7. H. W. Willemsen and K. E. Gray, *Phys. Rev. Lett.*, **41**: 812 (1978); V. F. Elesin, V. E. Kondrashov, and A. S. Sukhikh, *Fizika Tverdogo Tela*, **21**: 3225 (1979) (in Russian).
8. J. J. Chang and D. J. Scalapino, *Phys. Rev. B*, **15**: 2651 (1977).
9. А. Г. Аронов and B. Z. Spivak, *Fizika Nizkikh Temperatur*, **4**: 1365 (1978) (in Russian).
10. Eh. M. Rudenko, I. V. Korotash, Yu. V. Shlapak, Yu. V. Kudryavtsev, A. A. Krakovnyy, and M. V. Dyakin, *Fizika Nizkikh Temperatur*, **37**: 614 (2011) (in Russian).
11. I. Giaver and K. Megerle, *Phys. Rev.*, **122**: 1101 (1961); E. L. Wolf, *Principles of Electron Tunneling Spectroscopy* (New York–Oxford: Oxford University Press: 1989).
12. А. Г. Аронов, *Zh. Exp. Teor. Fiz.*, **71**: 370 (1976) (in Russian).
13. Eh. M. Rudenko, Yu. V. Shlapak, I. V. Korotash, and M. V. Dyakin, *Fizika Nizkikh Temperatur*, **39**: 672 (2013) (in Russian).
14. Eh. M. Rudenko, I. V. Korotash, A. A. Krakovnyy, M. V. Dyakin, D. S. Dubina, and D. A. Solomakha, *Fizika Nizkikh Temperatur*, **38**: 234 (2012) (in Russian).