

# Вольт-амперные характеристики низкоомных туннельных структур ферромагнетик–изолятор–сверхпроводник $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb}$

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

*Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова НАН Украины  
бульв. Академика Вернадского, 36, г. Киев, 03680, Украина*

E-mail: rudenko@imp.kiev.ua

Статья поступила в редакцию 11 ноября 2012 г., после переработки 4 декабря 2012 г.

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 зависимостей от напряжения на контакте энергетической щели, эффективного химпотенциала и эффективной температуры квазичастиц в модифицированной функции энергетического распределения квазичастиц, а также на учете изменения плотности электронных состояний за счет разрушения куперовских пар, обусловленного эффектом близости.

Запропоновано та експериментально підтверджено фізичну модель процесів тунелювання, які призводять до нерівноважного надпровідного стану в контактах ферромагнетик–надпровідник. Модель ґрунтується на аналізі експериментальних ВАХ та визначенні залежностей від напруги на контакті енергетичної щілини, ефективного хімпотенціалу та ефективної температури у модифікованій функції енергетичного розподілу квазічастинок, а також на урахуванні зміни густоти електронних станів за рахунок руйнування куперівських пар, обумовленого ефектом близькості.

PACS: **72.25.-b** Спин-поляризованный транспорт;  
74.40.Gh Неравновесная сверхпроводимость;  
74.45.+c Эффект близости;  
74.55.+v Явление туннелирования: одночастичное туннелирование и ОТМ;  
74.78.Fk Многослойные структуры, суперрешетки, гетероструктуры.

Ключевые слова: неравновесная сверхпроводимость, туннельный контакт ферромагнетик–сверхпроводник, эффект близости, вольт-амперная характеристика.

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 были бы представлены адекватные физические модели, проведено математическое описание, анализ и обсуждение экспериментальных ВАХ туннельных контактов ферромагнетик (F)–изолятор (I)–сверхпроводник (S) [2,3]. Известно, что под действием туннельной инжекции (накачки) из ферромагнетика в низкоомных 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,  $S \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$  — его площадь). Туннельные контакты формировались на сапфировых подложках размером  $8 \times 20 \text{ мм}$  и толщиной  $0,5 \text{ мм}$ . Первой через специальную маску методом «вспышки» осаждалась пленка  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  толщиной около  $100 \text{ нм}$ , которая окислялась при температуре  $\approx 20 \text{ }^\circ\text{C}$  в естественной атмосфере лаборатории от  $10 \text{ мин}$  до  $1\text{--}2 \text{ суток}$  в зависимости от требования к величине  $R_{FN}S$ . Далее через другую маску термически осаждалась пленка Pb толщиной около  $100 \text{ нм}$ . 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. Вольт-амперная характеристика созданных контактов измерялась четырехзондовым методом при температуре  $T_0 = 4,2 \text{ К}$ .

На рис. 1 представлены экспериментальные ВАХ двух контактов  $\text{Co}_2\text{CrAl}\text{--I}\text{--Pb}$  (кривые 2, 3), отличающихся по величине  $R_{FN}S$ , и контакта Sn–I–Pb (точки на кривой 1), а также рассчитанная по теории БКШ ВАХ контакта N–I–S(Pb) (кривая 1) [11]. Экспериментальная ВАХ контакта Sn–I–Pb совпадает с расчетной по формуле [11]

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

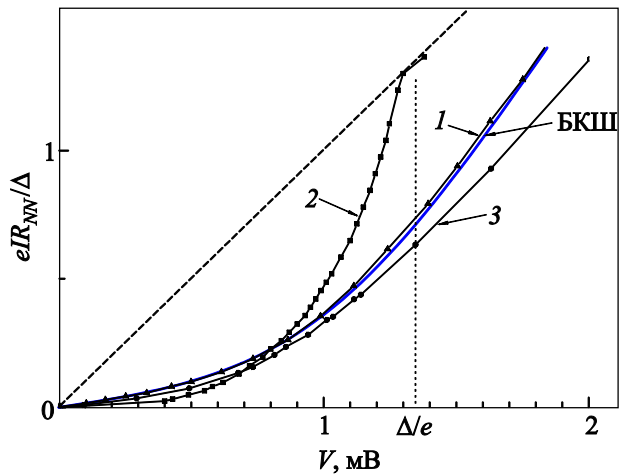


Рис. 1. ВАХ туннельных контактов N–I–S- и F–I–S-типа. Sn–I–Pb с  $R_{NN}S = 6,4 \cdot 10^{-6} \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$  (1),  $\text{Co}_2\text{CrAl}\text{--I}\text{--Pb}$  с  $R_{FN}S = 2,6 \cdot 10^{-5} \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$  (2),  $\text{Co}_2\text{CrAl}\text{--I}\text{--Pb}$  с  $R_{FN}S = 4 \cdot 10^{-5} \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$  (3). Точки — эксперимент; сплошная линия для (1) — расчет по теории БКШ, пунктирная линия — ВАХ контактов в не-сверхпроводящем состоянии,  $I/(\Delta/eR_{NN})$  — ток через контакт, нормированный на отношение щелевого напряжения  $\Delta/e$  к значению  $R_{NN}$  (для кривой 1) или  $R_{FN}$  (для кривых 2 и 3).

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 обоих электродов,  $T$  — туннельный матричный элемент перехода,  $N^{(1)}(0)$ ,  $N^{(2)}(0)$  — плотности электронных состояний на уровне Ферми в электродах контакта,  $e$  — заряд электрона,  $N_T(E_k) = \text{Re}\langle |E_k|/\varepsilon_k \rangle$  — 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). Для туннельного контакта N–I–Pb при температуре  $4,2 \text{ К}$  и приложенном к нему напряжении  $V \rightarrow 0$ , согласно расчету по БКШ,  $G^{NN}/G^{NS} \approx 6,5$ , что подтверждает экспериментальная ВАХ контакта Sn–I–Pb (рис. 1).

На рис. 1 видно, что ВАХ контактов  $\text{Co}_2\text{CrAl}\text{--I}\text{--Pb}$  и Sn–I–Pb существенно различаются: в частности, ВАХ F–I–S-контакта лежат ниже ВАХ N–I–S-контакта, дифференциальная проводимость F–I–S-контакта  $G^{FS} < G^{NS}$  при напряжениях  $V \ll \Delta/e$  ( $\Delta \approx 1,34 \text{ мэВ}$  — энергетическая щель сверхпроводника Pb) [3,10].

Изменение дифференциальной проводимости  $G^{NS}$  и  $G^{FS}$  [3,10,11] может происходить как из-за отклонения электронной плотности элементарных возбуждений в сверхпроводнике  $N_S(E)$  в прибарьерной области контакта от плотности состояний, согласно теории БКШ  $N_T(E_k)$ , так и из-за изменения функции распределения Ферми–Дирака  $f(E_k)$  элементарных возбуждений (см. формулу (1)). В низкоомных контактах  $\text{Co}_2\text{CrAl}\text{--I}\text{--Pb}$  между ферромагнитной пленкой  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  и пленкой сверхпроводника Pb через тонкий туннельный барьер возникает эффект близости (ЭБ) [3]. Это приводит к возникновению дополнительного механизма разрушения куперовских пар в прибарьерной области, определяемого параметром разрушения  $\Gamma$ , приводящего в области энергий  $E \leq \Delta$  к изменению плотности состояний элементарных возбуждений сверхпроводника  $N_S(E)$  от принятой в теории БКШ  $N_T(E_k)$  [12]. Согласно [12], при ЭБ для значений  $\Delta \leq \Gamma$   $N_S(E)$  можно представить как

$$N_S(E) = N(0) \left( 1 + \frac{\Delta^2}{2} \frac{E^2 - \Gamma^2}{(E^2 + \Gamma^2)^2} \right), \quad (2)$$

где  $N(0)$  — плотность электронных состояний на уровне Ферми.

Кроме того, при прохождении туннельного тока через F-I-S-контакт в сверхпроводнике происходит накопление спин-поляризованных квазичастиц (теоретически предсказано в [13] и экспериментально обнаружено в [3,4,10]), вызванное большим временем их рекомбинации в куперовские пары, что приводит к отклонению функции распределения квазичастиц по энергиям от равновесной  $f(E_k)$ .

Для интерпретации экспериментальных данных в НСС ранее использовались эвристические модели эффективного химпотенциала  $\mu^*$  и эффективной температуры  $T^*$  [6], а также объединенная  $(\mu^* + T^*)$ -модель [5,7]. В  $(\mu^* + T^*)$ -модели применена квазиравновесная

$$f(E) = \left[ 1 + \exp \left( \frac{E - \mu^*}{kT^*} \right) \right]^{-1},$$

а зависимости величин  $\mu^*$  и  $T^*$  (здесь это подгоночные параметры) от мощности внешнего источника избыточных квазичастиц (накачки) находились численно из условия наилучшего совпадения экспериментальной и подгоночной функций распределения избыточных квазичастиц. При превышении некоторого уровня мощности внешнего источника расчетная величина  $\mu^*$  уходила в область отрицательных значений, а величина  $T^*$  — в область значений выше критической температуры сверхпроводника  $T_c$  [5,7], что противоречит природе физических процессов в неравновесном сверхпроводнике.

В предлагаемой нами модели для описания экспериментальных ВАХ туннельных контактов  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb}$  (F-I-S-типа) в НСС использована плотность состояний  $N_S(E)$ , учитывающая ЭБ, и проведена существенная модификация подходов  $(\mu^* + T^*)$ -модели [5,7]. Предложены аналитические зависимости, связанные с экспериментально наблюдаемыми особенностями ВАХ, ограничивающие область значений  $\mu^* \geq 0$  и  $T^* \leq T_c$ , что адекватно описывает поведение величин  $\mu^*$  и  $T^*$  от напряжения  $V$  на туннельном контакте.

На рис. 2 (а), (б) приведены экспериментальные и рассчитанные в рамках предложенной модели ВАХ двух низкоомных туннельных контактов  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb}$  и зависимости  $\mu^*$ ,  $T^*$  и  $\Delta$  от напряжения на контакте  $V$ .

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

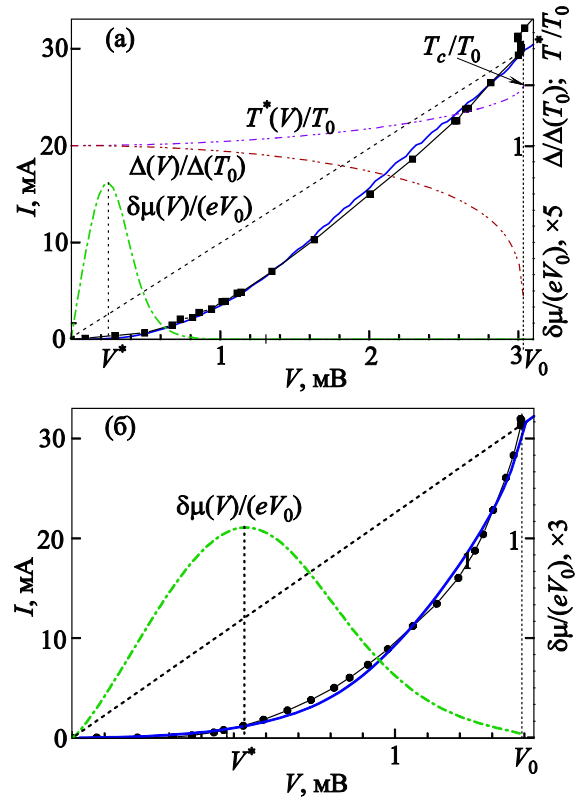


Рис. 2. Экспериментальные ВАХ контактов  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb}$  (линия с точками) и теоретический расчет по предложенной модели: ВАХ (сплошная линия), добавки к эффективному химпотенциалу  $\delta\mu$ , эффективной температуры  $T^*$  и энергетической щели  $\Delta$  от напряжения на контакте  $V$  (штрихпунктирные линии).  $V_0 = 3,02$  мВ,  $\Gamma = 0,7$ ,  $a = 12$ ,  $b = 0,3a$ ,  $R_{FN}S = 4 \cdot 10^{-5}$  Ом·см<sup>2</sup> (а);  $V_0 = 1,39$  мВ,  $\Gamma = 0,8$ ,  $a = 4$ ,  $b = 0,3a$ ,  $R_{FN}S = 1,7 \cdot 10^{-5}$  Ом·см<sup>2</sup> (б). Пунктирная линия — ВАХ контактов в несверхпроводящем состоянии.

(1). На полученных зависимостях  $\mu^*$  от  $V$  (рис. 2) наблюдается максимум при некоторых напряжениях  $V^*$ , что совпадает с видом зависимости  $\mu^*$  от величины накачки, теоретически найденной в работе [9]. Поведение  $\mu^*$ , полученное из экспериментальных ВАХ, при  $V \leq V^*$  хорошо описывается предложенной нами аналитической зависимостью:

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

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

По мере уменьшения  $\mu^*$  все более существенным становится повышение эффективной температуры квазичастиц  $T^* = T_0 + \delta T$  по отношению к температуре решетки  $T_0$ . Начиная с напряжения  $V^* < \Delta/e$  (рис. 2), величина  $T^*$  начинает существенно влиять на характер изменения ВАХ, при этом уменьшается  $\mu^*$ . Воз-

растание  $T^*$  при увеличении числа неравновесных квазичастиц с ростом приложенного к туннельному контакту напряжения  $V$  приводит к уменьшению величины энергетической щели  $\Delta$  [5,9] и, соответственно, к изменению ВАХ. При напряжении  $V_0$  исчезает однородное НСС и возникает резистивное состояние либо неоднородное НСС [3,5,10], для которого характерно наличие вертикального участка на ВАХ (см. рис. 2).

В [5,7] показано, что зависимость энергетической щели  $\Delta$  от эффективной температуры квазичастиц  $T^*$  в пределах отклонения на несколько процентов совпадает с зависимостью  $\Delta$  от температуры решетки  $T_0$ , рассчитанной в модели БКШ, что использовано нами для установления связи  $\Delta$  с  $T^*$  и  $V$  при получении формулы (4). При приближении  $T^*$  к критической температуре сверхпроводника  $T_c$  энергетическая щель  $\Delta \rightarrow 0$ . Это происходит в области напряжений на контакте, близких к критическому значению  $V_0$  (рис. 2). Для F–I–S-контактов для каждого значения напряжения  $V_i$  ( $V^* < V_i < V_0$ ) подобраны значения  $\Delta_i < \Delta(T_0)$  и связанная с ними зависимость эффективной температуры  $T^*$  от напряжения на контакте  $V$ , при которых рассчитанная по формуле (1) ВАХ совпадает с экспериментальной для каждого  $V_i$ . Полученная нами зависимость  $\Delta$  от  $V$  хорошо описывается формулой

$$\frac{\Delta(V)}{\Delta(T_0)} = \sqrt[4]{1 - \left( \frac{V - V^*}{V_0 - V^*} \right)^2}. \quad (4)$$

Параметры  $a$ ,  $b$ ,  $\Gamma$  в (2), (3) определены с учетом того, на какие особенности ВАХ они влияют. Так,  $a$ ,  $b$ ,  $\Gamma$  определяют характер поведения ВАХ при малых напряжениях ( $V \leq V^*$ ), при этом только  $a$  влияет на наклон ВАХ при  $V \rightarrow 0$ . Поэтому  $a$  однозначно определяется из условия совпадения наклонов расчетной и экспериментальной ВАХ при  $V \rightarrow 0$ . Параметры  $b$ ,  $\Gamma$  получаем из условия наилучшего совпадения расчетной ВАХ с экспериментальной при найденном значении параметра  $a$ . При  $V > V^*$  рассчитанная ВАХ с подставленными найденными параметрами  $a$ ,  $b$ ,  $\Gamma$  начинает отклоняться от экспериментальной, поэтому для моделирования необходимо учесть полученную связь  $\Delta$  с  $V$  (формула (4)). Как видно на рис. 2, предложенный нами подход и модифицированные функции  $f(E_k)$  и  $N_S(E)$  дают хорошее совпадение рассчитанных и экспериментальных ВАХ контактов  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb F-I-S}$ -типа.

Таким образом, 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 от приложенного к туннельному контакту напряжения  $V$

энергетической щели  $\Delta(V)$ , добавки к химпотенциалу  $\delta\mu(V)$ , эффективной температуры  $T^*(V)$ , приводящих к модификации функций распределения квазичастиц, и на учете изменения плотности электронных состояний за счет разрушения куперовских пар из-за эффекта близости. Применение предложенной физической модели позволяет адекватно описывать ВАХ туннельных контактов в неравновесном сверхпроводящем состоянии. Дальнейшее развитие модели позволит более тесно связать введенные подгоночные параметры с конкретными физическими процессами в неравновесном сверхпроводнике.

1. A.I. Buzdin, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 935 (2005); F.S. Bergeret, A.F. Volkov, and K.B. 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**, 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) [*Low Temp. Phys.* **38**, 363 (2012)].
4. E.M. Rudenko, I.V. Korotash, M.V. Dyakin, Y.V. Kudryavtsev, and A.A. Krakovny, *Металлофиз. новейшие технол.* **31**, 429 (2009); E.M. Rudenko, I.V. Korotash, Y.V. Kudryavtsev, A.A. Krakovny, and M.V. Dyakin, *Physica C* **470**, 378 (2010).
5. В.Ф. Елесин, Ю.В. Копаев, *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) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **4**, 641 (1978)].
10. Э.М. Руденко, И.В. Короташ, Ю.В. Шлапак, Ю.В. Кудрявцев, А.А. Краковный, М.В. Дякин, *ФНТ* **37**, 614 (2011) [*Low Temp. Phys.* **37**, 489 (2011)].
11. I. Giaver and K. Megerle, *Phys. Rev.* **122**, 1101 (1961); Е.Л. Вольф, *Принципы электронной туннельной спектроскопии*, Наукова думка, Киев (1990).
12. P. Fulde, *Phys. Rev.* **137**, A783 (1965).
13. А.Г. Аронов, *ЖЭТФ* **71**, 370 (1976).

#### Current-voltage characteristics of low-resistance tunnel structures ferromagnet–isolator–superconductor $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb}$

E.M. Rudenko, Yu.V. Shlapak, I.V. Korotash, and M.V. Dyakin

A physical model of the tunneling processes that are responsible for the nonequilibrium superconducting state in the ferromagnetic–superconductor junction

is proposed and experimentally supported. The model is based on the experimental CVC analysis and determination of junction voltage dependences of energy gap, effective chemical potential, efficient temperature in modified quasiparticles energy distribution function, and taking into account the state density variations due to the Cooper pairs destruction caused by the proximity effect.

PACS: **72.25.-b** Spin polarized transport;  
74.40.Gh Nonequilibrium superconductivity;  
**74.45.+c** Proximity effects;  
**74.55.+v** Tunneling phenomena: single particle tunneling and STM;  
74.78.Fk Multilayers, superlattices, heterostructures.

Keywords: nonequilibrium superconducting state, ferromagnetic–superconductor tunnel junction, proximity effect, current-voltage characteristic.