

# Вольт-амперные характеристики двойных туннельных контактов $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb/Sn-I-Pb}$ при спин-поляризованной туннельной инжекции

Э.М. Руденко, И.В. Короташ, А.А. Краковный, М.В. Дякин, Д.С. Дубина, Д.А. Соломаха

*Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова НАН Украины*

*бульвар Акад. Вернадского, 36, г. Киев, 03680, Украина*

E-mail: rudenko@imp.kiev.ua,

korotash@imp.kiev.ua

Статья поступила в редакцию 23 ноября 2011 г.

В двойных туннельных контактах ферромагнетик–изолятор–сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb/Sn-I-Pb}$  изучены вольт-амперные характеристики и особенности существования сверхпроводящего состояния под действием туннельной инжекции спин-поляризованного тока  $I_{inj}$  с высокой степенью спиновой поляризации ( $p \approx 0,97$ ). Предложена эмпирическая формула для описания зависимости энергетической щели  $\Delta$  от  $I_{inj}$ . Обнаружено новое спин-поляризованное неоднородное сверхпроводящее состояние, включающее сверхпроводящую и резистивную области. Установлено существование эффекта близости через туннельный барьер между ферромагнитной и сверхпроводящей пленками. Проведена оценка эффективного времени рекомбинации спин-поляризованных квазичастиц в неравновесном сверхпроводнике Pb.

У подвійних тунельних контактах ферромагнетик–ізолятор–надпровідник–ізолятор–надпровідник  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb/Sn-I-Pb}$  вивчено вольт-амперні характеристики і особливості існування надпровідного стану під дією тунельної інжекції спин-поляризованого струму  $I_{inj}$  з високим ступенем спигової поляризації ( $p \approx 0,97$ ). Запропоновано емпіричну формулу для опису залежності енергетичної щілини  $\Delta$  від  $I_{inj}$ . Виявлено новий спин-поляризований неоднорідний надпровідний стан, що включає надпровідну та резистивну області. Встановлено існування ефекту близькості через тунельний бар'єр між ферромагнітною і надпровідною плівками. Проведено оцінку ефективного часу рекомбінації спин-поляризованих квазічастинок в нерівноважному надпровіднику Pb.

PACS: 72.25.-b Спин-поляризованный перенос;

74.40.Gh Неравновесная сверхпроводимость;

74.55.+v Явление туннелирования: одночастичное туннелирование и СТМ;

74.78.Fk Многослойники, сверхрешетки, гетероструктуры;

74.45.+c Эффекты близости; эффект Андреева; SN- и SNS-переходы.

Ключевые слова: спин поляризованный ток, двойной туннельный контакт, неравновесная сверхпроводимость, эффект близости.

## 1. Введение

Изучение особенностей зарядового и спинового транспорта в планарных многослойных структурах, образованных ферромагнетиками (F) и сверхпроводниками (S), представляет существенный интерес для спинтроники [1]. Однако в [1] и других известных работах [2] экспериментально изучались в основном F/S-контакты с малой степенью спиновой поляризации  $p$  носителей тока. В то же время для эффективной работы устройств спинтроники необходимы источники

спин-поляризованного тока с высокой, желательно 100%, спиновой поляризацией.

В работах [3] нами были изучены особенности получения и работы туннельных F/S контактов на основе спиновых инжекторов F с широким диапазоном степени спиновой поляризации  $p$  (сплавы Гейслера — ферромагнитные полуметаллы  $\text{Co}_2\text{CrAl}$ ), а в работах [4] обнаружено возникновение неравновесного состояния в сверхпроводящем электроде S контакта под действием инжекции спин-поляризованных носителей тока.

В связи с указанным возникает необходимость изучения особенностей влияния инжекции носителей тока с высокой степенью спиновой поляризации  $p$  на возникновение и изменение неравновесного сверхпроводящего состояния, обусловленного появлением избыточных спин-поляризованных носителей в сверхпроводнике и возникновением конкуренции антагонистических по своей природе явлений сверхпроводимости и ферромагнетизма.

В представленной работе экспериментально изучены особенности возникновения и изменения неравновесного сверхпроводящего состояния при действии туннельной инжекции носителей тока с высокой степенью спиновой поляризации. Известно, что наиболее полную информацию о свойствах обычной неравновесной сверхпроводимости можно получить при экспериментальном исследовании вольт-амперных характеристик (ВАХ) двойных туннельных контактов (ДТК) [5]. С этой целью мы изготовили ДТК двух типов: F-I-S-I-S и S-I-S-I-S (I — тонкий слой изолятора) и исследовали их ВАХ. Двойные туннельные контакты — эффективный инструмент тонкого изучения особенностей физического состояния внутреннего (общего для двух туннельных контактов) сверхпроводящего электрода, в котором сверхпроводящее состояние изменяется под действием инжекции носителей тока с электрода-инжектора. Эти изменения фиксируются на ВАХ второго контакта — детектора. В качестве инжектора F спин-поляризованных носителей нами были использованы пленки  $\text{Co}_2\text{CrAl}$ , а в качестве сверхпроводника — пленки Pb. Сплав Гейслера  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  — ферромагнитный полуметалл, для которого характерно металлическое состояние для одной спиновой поляризации и диэлектрическое состояние для противоположной [6], что позволяет получить спиновую поляризацию тока инжекции  $p \approx 1$ .

## 2. Результаты экспериментов и их обсуждение

Туннельные контакты (ТК) F-I-S и двойные туннельные контакты F-I-S-I-S изготавливались методом последовательного напыления пленки сплава Гейслера  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  (F) и пленок Pb (S). Ферромагнитные пленки  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  (инжектор спин-поляризованных носителей F) толщиной около 100 нм осаждались на сапфировую подложку методом «вспышки» и без разрыва цикла отжигались в вакууме  $10^{-2}$  мм рт. ст. в течение 4 часов. Согласно результатам рентгеноструктурных и электронно-микроскопических исследований, были получены пленки  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  с кристаллической структурой  $L2_1$ -типа и размером зерна приблизительно 1200 нм [7]. Температура Кюри пленок  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  — 325 К, коэрцитивная сила при 4,2 К — 800 Э, поле насыщения намагниченности — 100 Э.

Степень спиновой поляризации  $p$  использованных пленок  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  была приблизительно 0,97 [3].

Естественный оксид на поверхности пленки  $\text{Co}_2\text{CrAl}$ , который использовался в качестве первого туннельного барьера (I), формировался посредством контролируемого окисления пленки  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  в лабораторных условиях. В зависимости от длительности этого процесса получали оксидные пленки разной толщины.

### 2.1. Особенности ВАХ одинарных ТК F-I-S $\text{Co}_2\text{CrAl}$ -I-Pb

Для изучения особенностей инжекторов спин-поляризованного тока на основе полученных пленок  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  были созданы туннельные контакты F-I-S крестообразной формы. В качестве сверхпроводника использовались пленки Pb толщиной около 100 нм, которые осаждались термически. Все пленки туннельных контактов  $\text{Co}_2\text{CrAl}$ -I-Pb осаждались через специальные маски. Размер ТК  $125 \times 170$  мкм (площадь  $\approx 2 \cdot 10^{-4}$  см<sup>2</sup>). Для установления отличий ВАХ контактов F-I-S и N-I-S типов (N — нормальный, ферромагнитный металл) также были изготовлены туннельные контакты Sn-I-Pb аналогичной геометрии, в которых барьером служил окисел олова  $\text{Sn}_x\text{O}_y$ . Туннельные контакты N-I-S Sn-I-Pb формировались термическим осаждением через те же маски.

Измерения ВАХ туннельных контактов  $\text{Co}_2\text{CrAl}$ -I-Pb и Sn-I-Pb проводились в транспортном сосуде Дюара при температуре 4,2 К с использованием четырехзондовой методики.

На рис. 1 представлены ВАХ двух туннельных контактов F-I-S  $\text{Co}_2\text{CrAl}$ -I-Pb, удельное туннельное сопротивление  $R_{FN}A$  которых составляло  $4 \cdot 10^{-6}$  Ом·см<sup>2</sup> (кривая 1) и  $1,7 \cdot 10^{-6}$  Ом·см<sup>2</sup> (кривая 2). ( $R_{FN} = (dV/dI)_{FN}$  — сопротивление туннельного контакта в

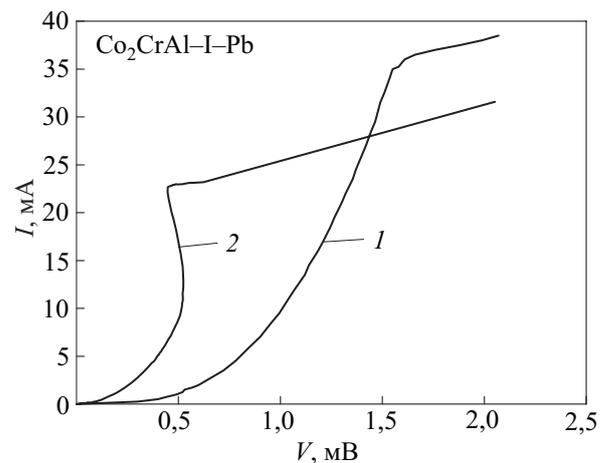


Рис. 1. ВАХ туннельных контактов  $\text{Co}_2\text{CrAl}$ -I-Pb с удельным туннельным сопротивлением  $R_{FN}A$ , Ом·см<sup>2</sup>:  $4 \cdot 10^{-6}$  (1),  $1,7 \cdot 10^{-6}$  (2),  $T = 4,2$  К.

нормальном состоянии,  $A$  — его площадь). Оказалось, что ВАХ контактов F-I-S типа  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb}$  существенно отличаются от ВАХ обычных контактов N-I-S типа Sn-I-Pb примерно такого же удельного сопротивления. Во-первых, контакты F-I-S  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb}$  имеют очень большое дифференциальное сопротивление  $(dV/dI)_{FS}$  при нулевом напряжении смещения. При этом отношение  $(dV/dI)_{FS}/(dV/dI)_{FN}$  для этих контактов при  $T = 4,2$  К составило 18 и 54,5 соответственно. В то время как расчеты по теории БКШ при  $T = 4,2$  К дают для контакта N-I-Pb величину этого отношения равную 6,5 [3]. Во-вторых, на ВАХ  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb}$  отсутствует щелевая особенность при напряжении, соответствующем энергетической щели Pb. В-третьих, на ВАХ контактов  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb}$  с  $R_{FN}A$ , меньших  $3 \cdot 10^{-6}$  Ом·см<sup>2</sup>, наблюдается участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением (ОДС) (кривая 2), который заканчивается изломом, после которого небольшое увеличение тока приводит к значительному увеличению напряжения.

Ранее [3] мы уже сообщали о первой особенности ВАХ контактов  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb}$ , заключающейся в гигантской блокировке туннельного тока, что может быть интерпретировано с позиций спин-поляризованной неравновесной сверхпроводимости, возникающей при сравнительно небольших спин-поляризованных токах инжекции из-за большого времени рекомбинации спин-поляризованных квазичастиц. Появление на ВАХ туннельного контакта участка с ОДС может наблюдаться при напряжениях смещения, близких к щелевым, из-за большой нелинейности ВАХ и эффекта подавления энергетической щели сверхпроводника [8].

### 2.2. Особенности ВАХ двойных ТК F-I-S<sub>1</sub>-I-S $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb/Sn-I-Pb}$

Для изучения влияния спин-поляризованной туннельной инжекции на величину энергетической щели сверхпроводника были изготовлены ДТК F-I-S<sub>1</sub>-I-S  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb/Sn-I-Pb}$ , представляющие собой многослойные «стеки», конструкция которых схематически приведена на рис. 2. Нижний низкоомный контакт ДТК F-I-S<sub>1</sub>  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb/Sn}$  называют контактом-генератором (КГ), верхний контакт ДТК S<sub>1</sub>-I-S Pb/Sn-I-Pb называют контактом-детектором (КД) [5]. КД изготавливают более высокоомным, чем КГ, для того, чтобы его ток не вносил существенных возмущений в среднюю пленку S<sub>1</sub>.

ДТК F-I-S<sub>1</sub>-I-S  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb/Sn-I-Pb}$  изготавливали в такой последовательности. Вначале, как описано выше, изготавливали КГ  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb}$ , в котором была незначительно изменена конфигурация электрода Pb (см. рис. 2). Для получения туннельного барьера КД на пленку Pb через ту же маску без разрыва вакуума термически осаждалась пленка Sn толщиной приблизительно 20 нм, которая затем контролируемо окисля-

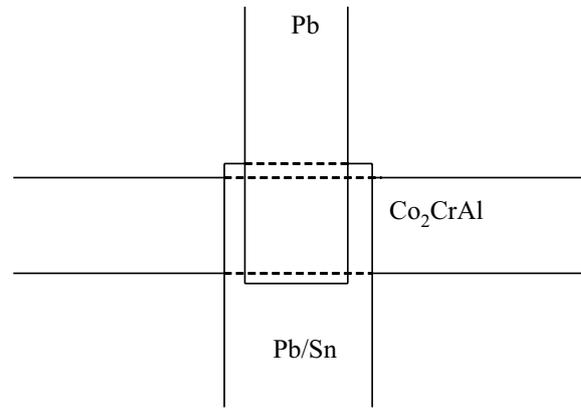


Рис. 2. Двойной туннельный контакт  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb/Sn-I-Pb}$ . Схематическое изображение конструкции — вид сверху.

лась в лабораторных условиях. После формирования оксидной пленки  $\text{Sn}_x\text{O}_y$  через маску термически осаждался верхний электрод КД — пленка Pb толщиной приблизительно 100 нм. Размер туннельных контактов в «стеке» примерно  $125 \times 170$  мкм. Повышенная толщина пленки Sn, по сравнению с требуемой толщиной туннельного барьера КД  $\text{Sn}_x\text{O}_y$ , необходима для обеспечения сплошного оксидного барьера. В то же время необходимо учесть, что при такой толщине пленки Sn в ней по всей ее толщине, при обеспечении хорошего электрического контакта с нижней пленкой Pb, из-за эффекта близости наводится энергетическая щель  $\Delta_{\text{Pb/Sn}}$ , сравнимая по величине с энергетической щелью  $\Delta_{\text{Pb}}$  в пленке Pb.

ВАХ ДТК F-I-S<sub>1</sub>-I-S  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb/Sn-I-Pb}$  измеряли в транспортном сосуде Дюара при температуре 4,2 К с использованием четырехзондовой методики. ВАХ КД Pb/Sn-I-Pb измерялись при разной величине спин-поляризованного туннельного тока инжекции в КГ  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb/Sn}$ . В пленке S<sub>1</sub> Pb/Sn под действием туннельной инжекции спин-поляризованных электронов из  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  происходило изменение сверхпроводящего состояния, что изучалось путем исследования ВАХ КД S<sub>1</sub>-I-S Pb/Sn-I-Pb.

На рис. 3 представлены ВАХ КГ  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb/Sn}$  (рис. 3,а) и ВАХ КД Pb/Sn-I-Pb (рис. 3,б), полученные при разных величинах спин-поляризованного тока инжекции  $I_{inj}$  в КГ. Удельное сопротивление КГ составляло приблизительно  $1,7 \cdot 10^{-6}$  Ом·см<sup>2</sup>, а КД —  $10^{-4}$  Ом·см<sup>2</sup>. ВАХ КД (рис. 3,б) отражают особенности поведения энергетических щелей  $\Delta_{\text{Pb/Sn}}$  и  $\Delta_{\text{Pb}}$  при изменении тока инжекции  $I_{inj}$ . Определить величину  $\Delta_{\text{Pb/Sn}}$  и  $\Delta_{\text{Pb}}$  можно по положению особенностей на ВАХ КД, которые соответствуют полусумме и полуразности энергетических щелей электродов туннельного контакта [9]. В отсутствие туннельного тока инжекции в КГ напряжения щелевых особенностей на ВАХ КД  $V_{\Delta} = (\Delta_{\text{Pb}} + \Delta_{\text{Pb/Sn}})/e$  и  $V_1 = (\Delta_{\text{Pb}} - \Delta_{\text{Pb/Sn}})/e$  состави-

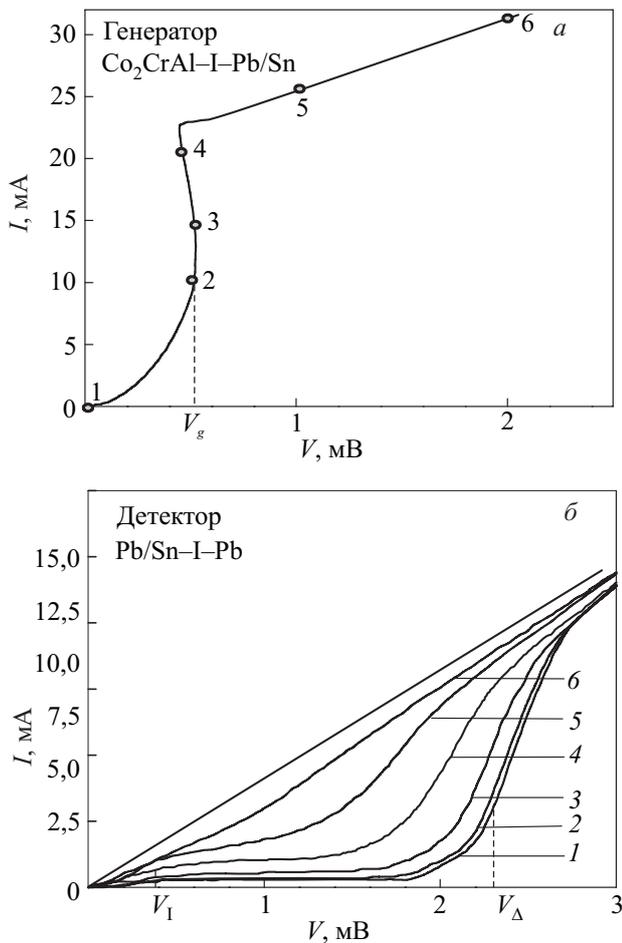


Рис. 3. ВАХ генератора  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb/Sn}$  (а) и детектора  $\text{Pb/Sn-I-Pb}$  (б) двойного туннельного контакта. Точки на ВАХ генератора (а) соответствуют кривым на ВАХ детектора (б) при различных токах инжекции  $I_{inj}$ , мА: 0 (1), 10 (2), 15 (3), 20 (4), 25 (5), 30 (6),  $T = 4,2$  К.

ли 2,32 и 0,35 мВ соответственно. Отсюда получаем  $\Delta_{\text{Pb/Sn}}(4,2 \text{ К}) = 0,98$  мэВ и  $\Delta_{\text{Pb}}(4,2 \text{ К}) = 1,34$  мэВ. Как видим, величина  $\Delta_{\text{Pb}}$  соответствует общепринятому значению для Pb [10].

На ВАХ КД (рис. 3,б) видно, что при увеличении тока инжекции  $I_{inj}$  от 0 до 10 мА энергетическая щель  $\Delta_{\text{Pb/Sn}}$  изменяется незначительно. Об этом свидетельствует уменьшение напряжения  $V_\Delta$  всего лишь на 0,05 мВ. При дальнейшем увеличении тока  $I_{inj}$  наблюдается интенсивное уменьшение величины  $V_\Delta$ , которое вызвано уменьшением энергетических щелей  $\Delta_{\text{Pb/Sn}}$  и  $\Delta_{\text{Pb}}$ . Одновременно на ВАХ КГ (рис. 3,а) при напряжении смещения  $V_g$  наблюдается появление участка с ОДС. При токе инжекции в КГ  $I_{inj} \neq 0$  на ВАХ КД сохраняется особенность, связанная с полуразностью энергетических щелей  $\Delta_{\text{Pb}} - \Delta_{\text{Pb/Sn}}$  (рис. 3,б).

Как было показано в [8], значительная инжекция избыточных квазичастиц в туннельный контакт происходит при достижении напряжением смещения  $V$  щелевых

значений, что может приводить к появлению на ВАХ участка с ОДС. Исходя из этого, по ВАХ на рис. 3,а можно предположить, что напряжение  $V_g = 0,5$  мВ соответствует величине энергетической щели  $\Delta_g$  в некоторой области  $S_{1F}$  пленки Pb электрода  $S_1$  со стороны пленки-инжектора  $\text{Co}_2\text{CrAl}$ . Величина  $\Delta_g = 0,5$  мэВ значительно меньше величины энергетической щели  $\Delta_{\text{Pb/Sn}} = 0,98$  мэВ на границе Pb/Sn. Такое уменьшение энергетической щели в пленке Pb со стороны пленки  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  может быть вызвано эффектом близости через туннельный барьер между ферромагнитной пленкой  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  и сверхпроводником Pb.

Неоднородное распределение параметра порядка в среднем  $S_1$  электроде Pb/Sn влияет на характер токовой инжекции спин-поляризованных неравновесных квазичастиц. А именно, инжекция начинается при напряжении смещения  $V_g < \Delta_{\text{Pb}}/e$  и происходит в область  $S_{1F}$  пленки Pb с пониженной величиной энергетической щели  $\Delta_g$ . Появление в области  $S_{1F}$  избыточных квазичастиц уменьшает  $\Delta_g$ . Кроме того, в области  $S_{1F}$  происходит релаксация и рекомбинация избыточных квазичастиц, в результате чего рождаются избыточные неравновесные фононы. Эти фононы, попадая в приборную область электрода F, взаимодействуют с электронами. Известны эффекты стимуляции сверхпроводимости при взаимодействии с электронами низкоэнергетических фононов  $\hbar\omega < 2\Delta$  [11]. В нашем случае такое взаимодействие может привести к появлению нового канала инжекции — туннелированию электронов с поглощением фононов. Такие электроны имеют энергию  $eV_g + 2\Delta_g$  и туннелируют на край энергетической щели Pb, порождая неравновесные квазичастицы по всей толщине среднего электрода  $S_1$ , которая меньше длины диффузии квазичастиц, и приводят к подавлению энергетической щели. Таким образом, в электроде с пространственно-неоднородным параметром порядка при инжекции неравновесных избыточных квазичастиц на край энергетической щели в области пониженного параметра порядка происходит неоднородное подавление щели. В области с пониженной величиной параметра порядка на изменение энергетической щели влияют как непосредственно инжектируемые током квазичастицы, так и квазичастицы, возникшие в результате туннелирования электронов с участием фононов. В области с повышенной величиной параметра порядка изменение щели вызывается туннелированием электронов с участием фононов.

Обычно в ДТК S-I-S-I-S при туннельной инжекции все три электрода находятся в возмущенном состоянии относительно равновесного [8]. Как считают авторы работ [12,13], это происходит из-за хорошей акустической связи между тонкими пленками и высокой степени захвата неравновесных фононов в электродах. В нашем случае такими фононами могут быть фононы, которые рождаются при рекомбинации в средней

пленке  $S_1$  избыточных неравновесных квазичастиц, рожденных при туннелировании электронов с участием фононов из F электрода.

Увеличение тока инжекции  $I_{inj}$  до 25 мА приводит к возникновению резистивного состояния в области  $S_{1F}$ , что фиксируется изломом на ВАХ КГ (рис. 3,а) и появлением дополнительного падения напряжения на потенциальных электродах КГ. В то же время ВАХ КД (рис. 3,б) показывает отличное от нуля значение энергетической щели  $\Delta_{Pb/Sn}$ . Таким образом, в среднем электроде  $S_1$  возникает двухфазное неоднородное состояние, которое состоит из нормальной и сверхпроводящей областей. Дальнейший рост тока инжекции ( $I_{inj} > 25$  мА) приводит к росту области сверхпроводника, находящейся в нормальном состоянии, и уменьшению сверхпроводящей области с одновременным уменьшением в ней величины энергетической щели, которая стремится к нулевому значению.

На рис. 4 представлены зависимости величины энергетических щелей  $\Delta_{Pb}$  (кривая 1) и  $\Delta_{Pb/Sn}$  (кривая 2) в пленках сверхпроводников двойного туннельного контакта  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb/Sn-I-Pb}$  от величины спин-поляризованного тока инжекции  $I_{inj}$  в КГ. Видно, что ток  $I_{inj}$  в средний электрод  $S_1$  влияет также на величину энергетической щели  $\Delta_{Pb}$  верхнего электрода Pb КД. При этом подчеркнем, что этот верхний электрод Pb КД изолирован от непосредственной инжекции тока  $I_{inj}$  с  $\text{Co}_2\text{CrAl}$ .

Как видно (рис. 4), наблюдается одинаковый характер уменьшения энергетической щели  $\Delta_{Pb}$  (кривая 1) в среднем электроде  $S_1$ , который находится под непосредственной токовой инжекцией из  $\text{Co}_2\text{CrAl}$ , и энер-

гетической щели  $\Delta_{Pb/Sn}$  (кривая 2) верхнего электрода Pb КД, в который не присходит непосредственная инжекция квазичастиц.

На рис. 4 для  $\Delta_{Pb}$  и  $\Delta_{Pb/Sn}$  сплошной линией приведены расчетные графики, построенные по эмпирической формуле

$$\Delta(I_{inj}) = \Delta_0 [1 - (I_{inj}/I_0)^3], \quad (1)$$

где  $I_0$  — значение тока инжекции, при котором энергетическая щель  $\Delta(I_0) = 0$ ,  $\Delta_0$  — величина энергетической щели при  $I_{inj} = 0$ .

Как видим, эмпирическая формула (1) хорошо описывает экспериментально полученные зависимости  $\Delta_i$  от величины спин-поляризованного тока инжекции  $I_{inj}$ .

Одинаковый характер подавления щелей  $\Delta_i = f(I_{inj}^3) = f(n_{exc}^3)$  (так как концентрация избыточных квазичастиц  $n_{exc} \sim I_{inj}$  [4]) можно связать с тем, что этот процесс вызывается одним и тем же источником квазичастиц. Как мы видим, наша модель физической картины неравновесных явлений в структуре F-I-S-I-S предполагает один источник воздействия на щели  $\Delta_{Pb/Sn}$  и  $\Delta_{Pb}$ . Таким источником в нашей модели является генерация неравновесных фононов в области  $S_{1F}$ .

### 2.3. Эффективное время рекомбинации избыточных спин-поляризованных квазичастиц в пленке Pb

Для оценки эффективного времени рекомбинации  $\tau_{RS}$  избыточных спин-поляризованных квазичастиц в пленке свинца были изготовлены ДТК  $S_1-I-S_1-I-S$   $Pb/Sn-I-Pb/Sn-I-Pb$ , в которых в качестве пленки инжектора вместо ферромагнитной пленки  $\text{Co}_2\text{CrAl}$  использовалась двухслойная пленка  $Pb/Sn$ . Геометрия этих ДТК была аналогичной рис. 2; электроды  $S_1$  и  $S$  получены термическим осаждением через те же маски, туннельные барьеры — контролируемым окислением пленок Sn; толщина пленки Pb составляла 100 нм и Sn — 20 нм. ВАХ контакта-генератора  $Pb/Sn-I-Pb/Sn$  и контакта-детектора  $Pb/Sn-I-Pb$  при 4,2 К представлены на рис. 5,а,б соответственно.

Будем считать, что для одинакового по величине уменьшения энергетической щели среднего электрода  $\delta\Delta_{Pb/Sn}$  контактов  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb/Sn-I-Pb}$  и  $Pb/Sn-I-Pb/Sn-I-Pb$  требуется одинаковое по величине изменение концентрации избыточных квазичастиц  $\delta n_{exc}$ . Инжекция квазичастиц в контакте  $Pb/Sn-I-Pb/Sn-I-Pb$  происходит в режиме широкого источника  $eV > 2\Delta$ , и при энергетической релаксации избыточных квазичастиц на край энергетической щели происходит излучение релаксационных фононов. Когда энергия фононов  $\hbar\omega$  становится больше чем  $2\Delta_{Pb}$ , они способны разрушать куперовские пары и таким способом увеличивать концентрацию избыточных квазичастиц  $n_{exc}$ , если длина свободного пробега фононов  $l_{>}$  меньше толщины пленки  $d$ . В нашем случае для пленки Pb  $d \sim 100$  нм,  $l_{>}^{Pb} \sim 32$  нм [14], поэтому при определении concentra-

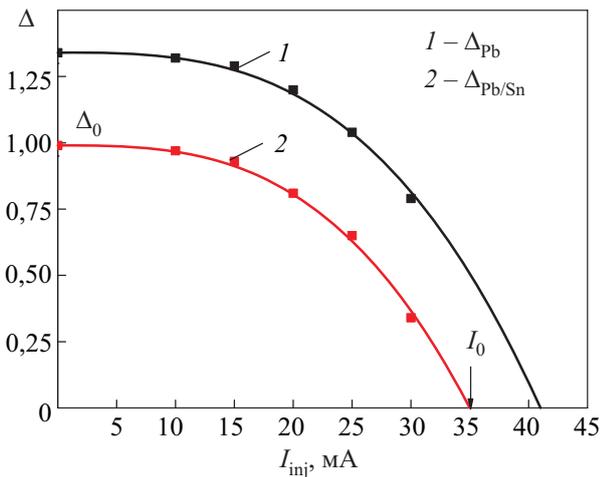


Рис. 4. Зависимость величины изменения энергетических щелей  $\Delta_{Pb}$  (кривая 1) и  $\Delta_{Pb/Sn}$  (кривая 2) в пленках сверхпроводников ДТК  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb/Sn-I-Pb}$  от величины спин-поляризованного тока инжекции  $I_{inj}$ . Сплошные линии — расчетные зависимости  $\Delta(I_{inj})$  по формуле  $\Delta(I_{inj}) = \Delta_0 [1 - (I_{inj}/I_0)^3]$ .  $\Delta_0$  — величина энергетической щели  $\Delta$  при  $I_{inj} = 0$ ,  $I_0$  — значение тока инжекции, при котором  $\Delta = 0$ .

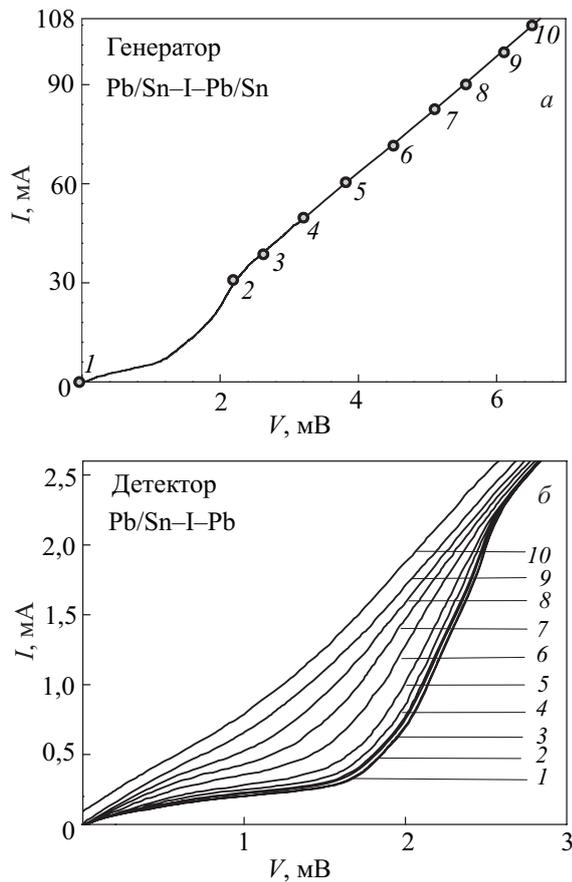


Рис. 5. ВАХ генератора Pb/Sn-I-Pb/Sn (а) и детектора Pb/Sn-I-Pb (б) двойного туннельного контакта  $Pb_1/Sn-I-Pb_2/Sn-I-Pb$ . Точки на ВАХ генератора (а) соответствуют кривым на ВАХ детектора (б) при различных токах инжекции  $I_{inj}$ , мА: 0 (1), 30 (2), 40 (3), 50 (4), 60 (5), 70 (6),  $T = 4,2$  К

ции избыточных квазичастиц необходимо учитывать перепоглощение высокоэнергетических фононов, а также процессы их отражения от границы пленки. Процессы перепоглощения характеризуются коэффициентом  $\gamma = \tau_{es}/\tau_B$ , где  $\tau_{es}$  — время ухода фононов из сверхпроводящей пленки,  $\tau_B$  — время их перепоглощения. Как было показано в [15], для лазерного источника неравновесных квазичастиц перепоглощение фононов снижает критическую мощность источника неравновесных квазичастиц  $\beta_C(T, \gamma)$ , при которой возникает фазовый переход. Вычислить ее можно по формуле  $\beta_C(T, \gamma) = \beta_C(T, 0)/(1 + C\gamma)$ , где  $\beta_C(T, 0)$  — критическая мощность источника квазичастиц при отсутствии процессов перепоглощения. Это означает, что вследствие перепоглощения фононов избыточная концентрация квазичастиц возрастает в  $(1 + C\gamma)$  раз. Учитывая, что коэффициент  $C \approx 20$  [15] и для пленки Pb  $\gamma > 1$  [16], и тот факт, что для одинакового уменьшения энергетической щели при отсутствии спиновой поляризации тока инжекции требуется в три раза больший ток (рис. 3, б и рис. 5, б), можно заключить, что эффективное время рекомбинации избыточных спин-поляри-

зованных квазичастиц  $\tau_{RS}$  в пленке свинца более чем в 60 раз превосходит эффективное время рекомбинации  $\tau_R$  не поляризованных по спину квазичастиц.

В работе [14] определено эффективное время жизни обычных (не поляризованных по спину) квазичастиц до их рекомбинации в куперовские пары в пленке Pb  $\tau_R = 10^{-10}$  с. Поэтому для избыточных спин-поляризованных квазичастиц эффективное время рекомбинации  $\tau_{RS} > 60 \tau_R \approx 6 \cdot 10^{-9}$  с.

### Заключение

В результате проведенных исследований двойных туннельных контактов F-I-S<sub>1</sub>-I-S Co<sub>2</sub>CrAl-I-Pb/Sn-I-Pb установлены особенности влияния спин-поляризованного туннельного тока инжекции  $I_{inj}$  с высокой степенью спиновой поляризации ( $p \approx 0,97$ ) на величину энергетических щелей  $\Delta$  сверхпроводящих электродов.

Предложена эмпирическая формула для описания зависимости величины энергетической щели  $\Delta$  от величины тока инжекции  $I_{inj}$ .

Впервые в сверхпроводнике с пространственно неоднородным параметром порядка обнаружено неоднородное сверхпроводящее спин-поляризованное состояние, вызванное токовой инжекцией спин-поляризованных электронов, заключающееся в фазовом пространственном разделении на резистивную и сверхпроводящую области, величина которой и значение энергетической щели уменьшались с ростом тока инжекции.

Обнаружено существование эффекта близости через туннельный барьер между ферромагнитной и сверхпроводящей пленками.

Проведена оценка эффективного времени рекомбинации спин-поляризованных квазичастиц  $\tau_{RS}$  в неравновесном сверхпроводнике и показано, что  $\tau_{RS}$  значительно превышает эффективное время рекомбинации обычных (не поляризованных по спину) квазичастиц  $\tau_R$ .

1. S.A. Wolf, D.D. Awschalom, R.A. Buhrman, I.M. Daughton, S. Von Molnar, M.L. Roukes, A.Y. Chtchekanova, and D.M. Treger, *Science* **294**, 1488 (2001); I. Malajovich, J.J. Berry, N. Samarth, and D.D. Awschalom, *Nature* **411**, 770 (2001); M.L. Roukes, *Nature* **411**, 747 (2001); S. Das Sarma, *American Scientist* **89**, 516 (2001); I. Žutić, J. Fabian, and S. Das Sarma, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004).
2. P.M. Tedrow and R. Meservey, *Phys. Rev.* **B7**, 318 (1973); А.И. Дьяченко, В.Н. Криворучко, В.Ю. Таренков, *ФНТ* **32**, 1085 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 824 (2006)].
3. Э.М. Руденко, И.В. Коротащ, Ю.В. Кудрявцев, А.А. Краковный, М.А. Белоголовский, И.В. Бойло, *ФНТ* **36**, 234 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 186 (2010)]; Э.М. Руденко, И.В. Коротащ, Ю.В. Шлапак, Ю.В. Кудрявцев, А.А. Краковный, М.В. Дякин, *ФНТ* **37**, 614 (2011) [*Low Temp. Phys.* **37**, 489 (2011)].

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. D.C. Dynes, V. Narayanamurti, and J.P. Garno, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 229 (1977).
6. I. Galanakis, P.H. Dederichs, and N. Papanikolaou, *Phys. Rev.* **B66**, 174429 (2002).
7. Y.V. Kudryavtsev, V.N. Uvarov, V.A. Oksenenko, Y.P. Lee, J.B. Kim, Y.H. Hyun, K.W. Kim, J.Y. Rhee, and J. Dubowik, *Phys. Rev.* **B77**, 195104 (2008).
8. K.E. Gray and H.W. Willensen, *J. Low Temp. Phys.* **31**, 911 (1978).
9. В.В. Шмидт, *Введение в физику сверхпроводников*, МЦНМО, Москва (2000).
10. H. Akoh and K. Kajimura, *Phys. Rev.* **B25**, 4467 (1982).
11. В.Д. Филь, В.И. Денисенко, П.А. Безуглый, А.С. Пирогов, *ФНТ* **2**, 1506 (1976) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **2**, 733 (1976)]; T.J. Tredwell and E.H. Jacobsen, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 244 (1975).
12. L.N. Smith and J.M. Mochel, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1597 (1975).
13. G.P. Pepe, G. Peluso, R. Scaldaferrri, A. Barone, L. Parlato, R. Latempa, and A.A. Golubov, *Phys. Rev.* **B66**, 174509 (2002).
14. S.B. Kaplan, C.C. Chi, D.N. Langenberg, J.J. Chang, S. Jafarey, D.S. Scalapino, *Phys. Rev.* **B14**, 4854 (1976).
15. В.Ф. Елесин, В.Э. Кондратов, А.С. Сухих, *ФТТ* **21**, 3226 (1979).
16. В.Ф. Елесин, *ФТТ* **19**, 2977 (1977).

### Current-voltage characteristics of double tunnel contacts $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb/Sn-I-Pb}$ at spin-polarized tunnel injection

E.M. Rudenko, I.V. Korotash, A.A. Krakovny, M.V. Dyakin, D.S. Dubyna, and D.A. Solomakha

Current-voltage characteristics and features of the existence of superconducting state under the action of tunnel injection of spin-polarized current  $I_{inj}$  with a high spin polarization degree ( $p \approx 0,97$ ) have been studied in double tunnel contacts ferromagnet-insulator-superconductor-insulator-superconductor  $\text{Co}_2\text{CrAl-I-Pb/Sn-I-Pb}$ . An empiric formula for description of dependence of energy gap vs  $I_{inj}$  is proposed. A new spin-polarized inhomogeneous superconducting state, including superconductive and resistance areas, is found. It is found that there exists a of proximity effect between ferromagnetic and superconducting films through the tunnel barrier. The recombination effective time of spin-polarized quasiparticles for nonequilibrium Pb superconductor is estimated.

PACS: **72.25.-b** Spin polarized transport;  
**74.40.Gh** Nonequilibrium superconductivity;  
**74.55.+v** Tunneling phenomena: single particle tunneling and STM;  
**74.78.Fk** Multilayer's, superlattices, heterostructures;  
**74.45.+c** Proximity effect, Andreev reflection, SN and SNS junctions.

Keywords: spin polarized current, double tunnel contact, nonequilibrium superconductivity, proximity effect.