

Вакуумная, плазменная и квантовая электроника

УДК 621.382: 539.292

М.А. Белоголовский¹, д-р. физ.-мат. наук, **И.В. Бойло**², канд. физ.-мат. наук,

С.Ю. Ларкин³, канд. техн. наук

¹ Государственное предприятие «Государственный научно-исследовательский центр «Фонон», ул. Довнар-Запольського, 2/20, Киев-16, 04116, Украина.

² Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина Национальной академии наук Украины, ул. Р. Люксембург 72, Донецк, 83114, Украина.

³ Публичное акционерное общество «Научно-производственный концерн «Наука», ул. Довнар-Запольського, 2/20, Киев-16, 04116, Украина.

Транспортные характеристики контакта ферромагнитный металл – изолятор – сверхпроводник: определение спиновой поляризации электронов проводимости

Предлагается новый метод определения спиновой поляризации электронов проводимости ферромагнитного металла с помощью туннельного контакта, другой электрод которого является тонкой сверхпроводящей пленкой. Проанализировано влияние симметрии параметра порядка сверхпроводника на сопротивление контакта. Библиография, 10, рис. 3.

Ключевые слова: спиновая инжекция, туннельный контакт, дифференциальное сопротивление, спиновая поляризация, ферромагнитный металл.

Введение

Создание и внедрение новых гетероструктур представляет собой одно из важнейших направлений современной микроэлектроники. К таким объектам, в частности, относятся гибридные системы на основе ферромагнитных металлов с высокой степенью поляризации электронов проводимости. Определение величины спиновой поляризации для ферромагнитного электрода представляет непосредственный практический интерес в плане создания новых спинтронных устройств, в которых для записи и хранения информации используется не заряд, а спин электрона.

Один из наиболее перспективных объектов исследования в этом плане является контакт ферромагнитного (F) и сверхпроводящего (S) металлов с принципиально отличающимися друг от друга спектрами квазичастичных возбуждений [1]. Создание потенциальных барьеров высокой прозрачности с помощью сверхтонких изолирующих (I) слоёв открывает новые возможности для реализации и исследования не-

равновесных процессов в FIS контактах, в частности, спиновой неравновесности в результате интенсивной инжекции квазичастиц из ферромагнитного металла в немагнитный проводник. Отличие стационарного распределения электронных состояний от равновесного в этом случае определяется балансом между инжекцией и скоростями релаксационных процессов, связанных с рассеянием электронов на примесях и фононах, роль которых заключается в восстановлении термического равновесия. Особое значение при этом имеет тот факт, что при сравнительно малых напряжениях V и температурах T , характерные времена процессов релаксации электронного спина τ_{sf} , в результате которых восстанавливается равновесное состояние спиновой подсистемы, на несколько порядков превосходят характерные времена релаксации электронного импульса τ , которые в металлах имеют величину порядка 10^{-14} с [2]. Это обстоятельство и является основным преимуществом спинтронных устройств по сравнению с традиционными электронными, так как именно величина τ_{sf} задает промежуток времени, доступный для различных манипуляций со спином. В данной работе мы исследуем туннельный контакт зонного ферромагнетика со сверхпроводящей плёнкой, толщина которой l_{sf} мала по сравнению с характерной длиной, на которой происходит переворот электронного спина. Как было показано впервые в работе [3], наличие туннельного барьера между металлическими берегами позволяет существенно повысить эффективность спиновой инжекции квазичастиц из магнитного в немагнитный электрод.

Спиновая инжекция электронов проводимости из ферромагнитного металла в сверхпроводник через сверхтонкий потенциальный барьер

Прозрачность оксидного барьера между ферромагнитным и сверхпроводящим электродами $D=1/(1+Z^2)$ [4], где $Z=H/hv_F$ - эффективная высота потенциального барьера. Поскольку толщина сверхпроводника меньше длины релаксации электронного спина l_{sf} , то внутри него возникает неравновесная ситуация, при которой электрон не может перевернуть свой спин. Проводимость этого же контакта в нормальном состоянии G_{NN} и, соответственно, сопротивление R_{NN} можно определить из измерений этой величины при достаточно высоких напряжениях (см. [5]):

$$G_{NN} = R_{NN}^{-1} = \frac{e^2}{h} A \sum_{\sigma} \int \frac{d^2 k_{\parallel}}{(2\pi)^2} D_{\sigma} = \frac{e^2}{h} \frac{k_F^2 A}{2\pi} D, \quad (1)$$

где A - площадь туннельного контакта, e - элементарный заряд, h - постоянная Планка, k_F и k_{\parallel} - фермиевский импульс электрона и его проекция на плоскость туннельного контакта, индекс $\sigma=1,2$ описывает два спиновых состояния. В свою очередь, прозрачность изолирующего оксидного слоя D определяется как

$$D = \frac{(h/e^2) 2\pi}{R_{NN} k_F^2 A}. \quad (2)$$

В случае сверхтонкого оксидного слоя толщиной порядка одного нанометра разброс его локальных прозрачностей описывается с помощью функции распределения $\rho(D)$, которая была получена Шепом и Бауэром в работе [6]

$$\rho(D) = \frac{\hbar \bar{G}}{e^2} \frac{1}{D^{3/2} (1-D)^{1/2}}. \quad (3)$$

В формуле (3) \bar{G} - это усредненная по всему образцу проводимость туннельного контакта.

При этом, граничные значения прозрачности D должны определяться в каждом конкретном случае, исходя из экспериментальных данных.

Когда прозрачность оксидного слоя, разделяющего ферромагнитный и сверхпроводящий электроды $D^2 \ll D$, мы имеем дело с туннельным пределом. Именно в контактах такого вида, образованных ферромагнитным сплавом Гейслера, сверхпроводящим свинцом с s-типом симметрии параметра порядка и сформированным естественным путем барьером эффективной высоты $Z \rightarrow \infty$, был впервые обнаружен

эффект роста дифференциального сопротивления [7], который удалось связать с высокой степенью поляризации туннельного тока из ферромагнитного металла.

Поляризация электронов проводимости в ферромагнитном электроде определяется следующим образом:

$$P = \frac{N_{\uparrow}^{(F)}(0)v_{F\uparrow} - N_{\downarrow}^{(F)}(0)v_{F\downarrow}}{N_{\uparrow}^{(F)}(0)v_{F\uparrow} + N_{\downarrow}^{(F)}(0)v_{F\downarrow}}. \quad (4)$$

Обсудим возможность создания неравновесности по энергии и по спину в обсуждаемом контакте ферромагнитного металла со сверхпроводником. Для этого следует сравнить характерные времена релаксации по энергии T_{ϵ} и по спину T_{sf} со средним промежутком времени между двумя последовательными процессами электронного туннелирования T_T . Заметим, что после процесса туннелирования до момента релаксации (по энергии или по спину) электрон проходит путь, равный l_{ϵ} или l_{sf} соответственно. В этом случае его влияние на следующий протуннелировавший электрон будет заметным лишь тогда, когда тот окажется на расстоянии менее l_{ϵ} (либо l_{sf}) от данного, т.е. попадет на участок туннельного контакта площадью $S_{\epsilon, sf} = l_{\epsilon, sf}^2$. Таким образом, для различных релаксационных процессов, величина искомого промежутка времени T_T между двумя последовательными процессами электронного туннелирования отличается и может быть рассчитана в каждом конкретном случае по формуле [7]

$$T_T^{(\epsilon, sf)} = \frac{e}{I \cdot (S_{\epsilon, sf} / A)}.$$

Из приведенных выше соображений следует, что равновесное распределение электронов по энергии (и по спину) будет успевать восстанавливаться в металлическом электроде только тогда, когда $T_T^{(\epsilon, sf)} > T_{\epsilon} (T_{sf})$. В противном же случае в исследуемой системе возникает неравновесное состояние. Как правило, в промежутке между двумя последовательными процессами туннелирования заряда в таком переходе полностью восстанавливается равновесие по энергии в электронной подсистеме вследствие достаточно быстрых процессов энергетической релаксации. Однако чрезвычайно важным является учет неравновесности в спиновой подсистеме достаточно тонкого сверхпроводника

(подробный анализ релаксационных процессов на примере контакта ферромагнитного сплава Гейслера с тонкой плёнкой сверхпроводящего свинца приведён в [7]).

Влияние спиновой поляризации туннельного тока на дифференциальное сопротивление FIS контакта

В неравновесном состоянии число электронов со спином вверх в сверхпроводнике становится большим числа электронов со спином вниз. Это приводит к тому, что уровни химических потенциалов двух электронных подсистем раздвигаются, и эффективные химические потенциалы двух электронных подсистем с разными спинами отличаются друг от друга [8].

Вычислим спиновый ток, т.е. разность между количеством электронов со спином вверх и спином вниз, которые проходят в единицу времени через интерфейс FIS контакта, а также их сумму, т.е. полный туннельный ток в рассматриваемой системе. Для двух спиновых подсистем мы имеем следующие выражения, определяющие туннельный ток:

$$J_{\uparrow}(V) = C_{\uparrow} \int_0^{\infty} d\epsilon D(\epsilon, Z) [f(\epsilon - eV) - g_{\uparrow}(\epsilon) + g_{\downarrow}(\epsilon) - f(\epsilon + eV)],$$

$$J_{\downarrow}(V) = C_{\downarrow} \int_0^{\infty} d\epsilon D(\epsilon, Z) [f(\epsilon - eV) - g_{\downarrow}(\epsilon) + g_{\uparrow}(\epsilon) - f(\epsilon + eV)].$$

В них функции распределения $g_{\uparrow(\downarrow)}(\epsilon)$ в сверхпроводнике разные для электронных подсистем со спином вверх и вниз из-за разной величины химического потенциала $\mu_{\uparrow(\downarrow)}$. Здесь в явном виде указана зависимость прозрачности барьера D от параметра Z , который характеризует эффективность рассеяния электронов потенциальным барьером. Константы C_{\uparrow} и C_{\downarrow} пропорциональны соответствующим плотностям электронных состояний со спином вверх и со спином вниз, а также скоростям электронов проводимости на поверхности Ферми для соответствующей группы электронов со спином вверх и вниз. Их отношение

$$C_{\uparrow} / C_{\downarrow} = N_{\uparrow}^{(F)}(0) v_{F\uparrow} / N_{\downarrow}^{(F)}(0) v_{F\downarrow}.$$

Полная плотность тока – это сумма двух выражений $J_{\uparrow}(V)$ и $J_{\downarrow}(V)$, а плотность спинового тока – их разность. Если считать, что барьер немагнитный и, соответственно, вероятность прохождения электрона $D(\epsilon)$ из нормального ферромагнитного электрода в сверхпроводящий не зависит от спина, а, кроме того, предпо-

ложить, что вероятность $D(\epsilon)$ является функцией энергии ϵ , которая отсчитывается от фермиевского уровня, и зависит от эффективной высоты потенциального барьера Z , тогда вероятность туннелирования в FIS переходе равна $D(\epsilon, Z) = 1 + R^{eh}(\epsilon, Z) - R^{ee}(\epsilon, Z)$. Обратим внимание на то, что в ферромагнитном металле плотности электронных состояний на уровне Ферми $N_{\uparrow}^{(F)}(0) \neq N_{\downarrow}^{(F)}(0)$ из-за стонеровского расщепления электронных состояний, а в сверхпроводнике они совпадают.

В результате для полного зарядового тока, который представляет собой сумму токов двух спиновых подсистем, находим, что

$$J(V) = \sum_s C_s \int_0^{\infty} d\epsilon \cdot D(\epsilon, Z) [f(\epsilon - eV) - g_s(\epsilon) + g_{-s}(\epsilon) - f(\epsilon + eV)], \quad (5)$$

а для спинового тока, который является разностью токов двух подсистем электронов с различными направлениями спинов, имеем

$$J_s(V) = \sum_s C_s \int_0^{\infty} d\epsilon \cdot D(\epsilon, Z) [f(\epsilon - eV) - g_s(\epsilon) + g_{-s}(\epsilon) - f(\epsilon + eV)]. \quad (6)$$

В этих формулах спиновые индексы s принимают значения $+1(\uparrow)$ и $-1(\downarrow)$.

Обсудим теперь отличие неравновесного распределения $g(\epsilon)$ от равновесного распределения Ферми-Дирака $f(\epsilon)$. Из-за того, что число электронов, протуннелировавших из F-электрода со спином вверх существенно превышает число электронов со спином вниз, естественно считать, что в сверхпроводящей пленке возникает раздвижка $\delta\mu$ химических потенциалов электронных подзон с противоположными направлениями спинов $\mu_{\uparrow(\downarrow)} = \mu_S \pm \delta\mu$, где μ_S – химический потенциал сверхпроводящего электрода в отсутствие тока инжекции [8]. При этом предполагается, что сами неравновесные функции $g(\epsilon)$ являются однородными внутри сверхпроводника и имеют тот же аналитический вид, что и фермиевские функции $f(\epsilon)$.

При $V \ll \Delta/e$ зависимость зарядового тока (4) от напряжения можно считать линейной [5]. В этом случае удобно ввести функцию

$$\chi(T, Z) = 2 \int_0^{\infty} D(\epsilon, Z) (-\partial f(\epsilon) / \partial \epsilon) d\epsilon, \quad \text{которая в тун-$$

нельном пределе $Z \gg 1$ представляет собой известную функцию Йосиды

$$\chi(T) = 2 \int_{\Delta}^{\infty} N_T(\epsilon) (-\partial f(\epsilon) / \partial \epsilon) d\epsilon, \quad \text{где туннельная}$$

плотность состояний $N_T(\varepsilon) = |\varepsilon| / \sqrt{\varepsilon^2 - \Delta^2}$. Если эффекты неравновесности отсутствуют, тогда сопротивление туннельного перехода в сверхпроводящем состоянии R_{NS} в области очень малых по сравнению с энергетической щелью напряжений выражается через сопротивление той же структуры в нормальном состоянии R_{NN} простым соотношением $R_{NS} = R_{NN} / \chi(T)$. В сверхпроводнике спиновый ток должен обратиться в нуль, тогда из формулы (6) мы находим, что

$$I_s = (C_\uparrow - C_\downarrow)\chi(T, Z)eV - (C_\uparrow + C_\downarrow)\chi(T, Z)\delta\mu. \quad (7)$$

При выводе соотношения (7) мы полагали, что раздвижка фермиевских функций $\delta\mu$ намного меньше величины энергетической щели Δ [7]. Из условия равенства нулю спинового тока в сверхпроводнике мы можем найти $\delta\mu$: $\delta\mu = \frac{C_\uparrow - C_\downarrow}{C_\uparrow + C_\downarrow} eV$, а значит, и величину туннельного тока из ферромагнитного металла в сверхпроводник $I = \frac{4C_\uparrow C_\downarrow}{C_\uparrow + C_\downarrow} \chi(T, Z)eV$, откуда

$$R_{FS}(T) = \frac{C_\uparrow + C_\downarrow}{4e\chi(T, Z)C_\uparrow C_\downarrow}. \quad (8)$$

Предположим, что этот же переход переведен в нормальное состояние (температура измерений выше критической). Тогда согласно работе [9], влияние спин-орбитального взаимодействия на спин инжектированного в металл электрона резко усиливается по мере увеличения его энергии и температуры образца (это должно приводить к радикальному уменьшению времени τ_{sf}). Кроме того, необходимо принять во внимание, что в нормальном состоянии (в отличие от сверхпроводящего) неспаренные электроны с одинаковыми направлениями спинов участвуют в процессе токопереноса. В этом случае эффект спиновой блокировки исчезает, и для FIN гетероструктуры из (5) следует простое соотношение $I_{FN} = (C_\uparrow + C_\downarrow)eV$ с сопротивлением перехода в нормальном состоянии $R_{NN} = 1 / (C_\uparrow + C_\downarrow)e$.

Далее с помощью формулы (8) находим, что

$$\frac{R_{FS}(T)}{R_{NN}} = \frac{(C_\uparrow + C_\downarrow)^2}{4\chi(T, Z)C_\uparrow C_\downarrow} = \frac{(C_\uparrow / C_\downarrow + 1)^2}{4\chi(T, Z)(C_\uparrow / C_\downarrow)^2}.$$

Этот результат с учётом формулы (4) может быть преобразован к виду:

$$\frac{R_{FS}(T)}{R_{NN}} = \frac{1}{(1 - P^2)\chi(T, Z)}, \quad (9)$$

где величина P определяет степень спиновой поляризации электронов проводимости в ферромагнитном инжекторе.

Соотношение (9) и является нашим основным результатом данной работы, поскольку позволяет из измерений отношения сопротивлений в сверхпроводящем и нормальном состояниях туннельного перехода, образованного пленками зонного ферромагнетика и сверхпроводника, определить спиновую поляризацию P электронов проводимости ферромагнитного электрода. Заметим, что в случае $P \leq 1$ знаменатель в (9) является очень малой величиной, и независимо от величины Z сопротивление перехода ферромагнитный металл-изолятор-сверхпроводник будет выше сопротивления того же контакта, переведенного в нормальное состояние.

Далее нами были рассчитаны функции $\chi(T, Z)$ и отношения $R_{FS}(T) / R_{NN}$ для контакта ферромагнитного металла со сверхпроводниками s - и d -типа для различных значений эффективной высоты потенциального барьера Z между ними и температур в зависимости от величины спиновой поляризации в инжекторе P . На рис. 1 приведены зависимости $\chi(T, Z)$ от температуры при некоторых определенных значениях Z и соответствующие кривые R_{FS} / R_{NN} для фиксированной температуры $T = 0,6T_c$, где T_c – критическая температура сверхпроводящего перехода металлической пленки, в которой реализуется неравновесное распределение электронов по спину.

На рис. 1 показаны рассчитанные кривые, иллюстрирующие взаимосвязь между сопротивлением контакта и поляризацией для оксидных слоёв различной прозрачности. Представлена также кривая для очень неоднородного слоя изолятора, в котором распределение прозрачностей удовлетворяет соотношению (3). Заметим, что в соответствии с выводами работы [3] наиболее эффективная инжекция спина возникает в контактах ферромагнитного металла со сверхпроводником, разделенных изолирующим оксидным слоем малой прозрачности.

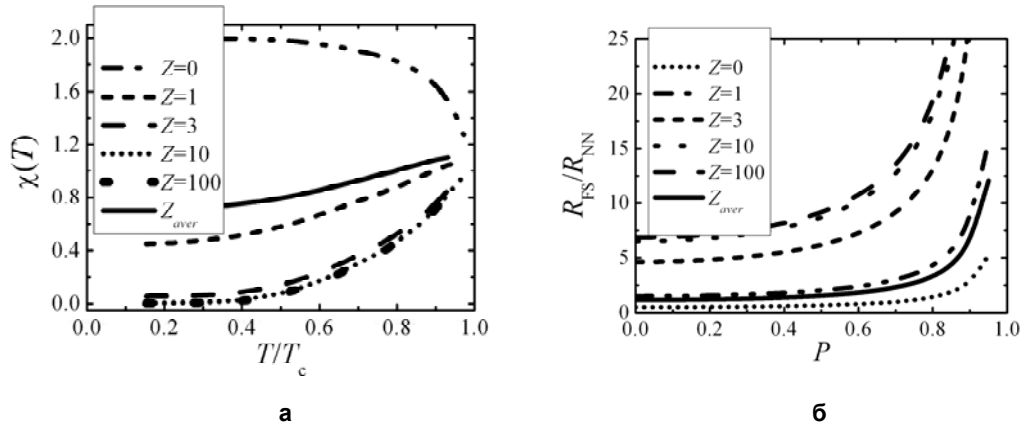


Рис. 1. Графическое изображение температурных зависимостей функции $\chi(T, Z)$ (а) и влияние спиновой поляризации электронов в инжекторе P на отношение дифференциальных сопротивлений R_{FS} / R_{NN} FIS контакта при фиксированной температуре $T = 0,6T_c$ (б)

Параметр порядка в сверхпроводнике имеет s -волновую симметрию. Значения эффективной высоты потенциального барьера Z указаны на рисунке. Там же приведены результаты расчетов для универсального распределения прозрачностей (3) (сплошные линии - Z_{aver})

Далее на рис. 2 показана зависимость отношения сопротивления R_{FS} / R_{NN} контакта ферромагнетик – изолятор – s -волновой сверхпроводник от поляризации P при различных температурах. В качестве примера рассматривался туннельный предел, когда эффективная высота барьера $Z \rightarrow \infty$. Легко видеть, что эффект роста сопротивления перехода существенно зависит от температуры, и при сравнительно небольших P лучше использовать низкие (по сравнению с критической) температуры, а при P порядка единицы - температуры, близкие к T_c сверхпроводника.

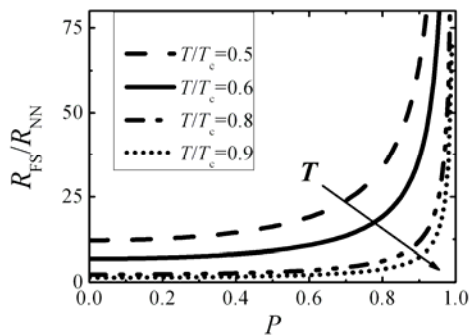


Рис. 2. Зависимость отношения R_{FS} / R_{NN} от величины спиновой поляризации P при различных температурах для контактов ферромагнетик-изолятор-сверхпроводник в туннельном пределе

Помимо сверхпроводников с s -волновой симметрией сверхпроводящего параметра порядка, нами рассматривались также сверхпроводники d -типа, к которым относятся, в частности, высокотемпературные купратные соединения со структурой перовскита. В этом случае получаемые результаты зависят уже не только от эффективности потенциального барьера, но и от ориентации пленки высокотемпературного сверхпроводника, т.е. от угла падения Θ . Чтобы ограничиться принципиальной стороной вопроса, мы исследуем только тот случай, который соответствует угловой зависимости параметра порядка для электронных и дырочных квазичастиц $\Delta(\Theta_{+(-)}) = \Delta_d \cos(2\Theta)$. Более того, мы рассмотрим только туннельный предел $Z \rightarrow \infty$, когда, как известно [10], выражение для $D(\epsilon, Z)$ может быть получено в аналитическом

виде $D(\epsilon, Z \rightarrow \infty) = |\epsilon| / \sqrt{\epsilon^2 - |\Delta(\Theta_{+(-)})|^2}$. С учетом этих приближений для зарядового тока получим, что

$$J(V) = \sum_s \frac{C_s}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\Theta \int_{\Delta(\Theta)}^{\infty} d\epsilon N_T(\Theta, \epsilon) [f(\epsilon - eV) - g_s(\epsilon) + g_{-s}(\epsilon) - f(\epsilon + eV)]$$

Из равенства нулю спинового тока $J_{\uparrow} - J_{\downarrow}$ на границе ферромагнетика со сверхпроводником мы, как и выше, находим $\delta\mu$ и определяем, соответственно, зависимость отношения дифференциального сопротивления контакта R_{FS} к его сопротивлению в нормальном состоянии R_{NN} как функцию спиновой поляризацией тун-

нельного тока P . При этом функция $\chi(T)$ для контакта со сверхпроводником d -типа в туннельном пределе, когда $D = 1/(1+Z^2) \rightarrow 0$, принимает вид:

$$\chi_d(T, Z \rightarrow \infty) = \frac{2}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\Theta \int_{\Delta(\Theta)}^{\infty} N_T(\Theta, \epsilon) (-\partial f(\epsilon) / \partial \epsilon) d\epsilon. \quad (10)$$

В результате для отношения сопротивлений R_{FS} / R_{NN} мы получаем тот же результат (9), что и соответствующей величины при спиновой инжекции в сверхпроводник s -типа, но с новой функцией $\chi_d(T)$.

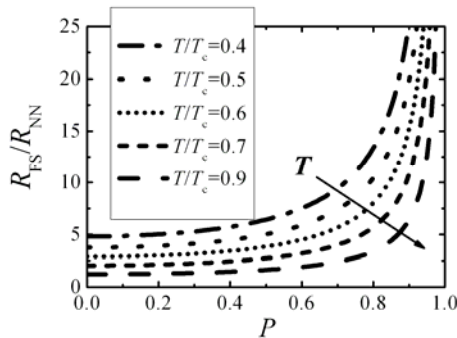


Рис. 3. Графики зависимости отношения R_{FS} / R_{NN} от величины спиновой поляризации P при различных температурах T для контактов ферромагнитного инжектора с d -волновым сверхпроводником в туннельном пределе, когда нормаль к туннельному барьеру совпадает с направлением, в котором параметр щели максимален

На рис. 3 приведены результаты соответствующих расчетов зависимости отношения R_{FS} / R_{NN} от величины спиновой поляризации в ферромагнитном инжекторе. Обратим внимание на то, что из-за угловой зависимости параметра порядка в данном случае сопротивления R_{FS} должны быть измерены при еще более низких напряжениях $V \ll \Delta(T, \Theta) / e$, чем в случае s -волновых сверхпроводников.

Выводы

Исследованы эффекты спиновой инжекции в туннельных контактах ферромагнитного металла со сверхпроводником с s - и d -волновой симметрией сверхпроводящего параметра порядка, разделённых сверхтонким слоем изолятора, прозрачность которого может варьироваться в широких пределах. Показано, что возникновение неравновесного (по спину) состояния в электронной подсистеме сверхпроводящего слоя, толщина которого мала по сравнению с длиной переворота электронного спина,

приводит к росту дифференциального сопротивления туннельного перехода по сравнению с нормальным состоянием. Обнаружено, что этот эффект существенно зависит от температуры и от прозрачности тонкого изолирующего слоя, разделяющего металлические электроды. Анализ соответствующих вольтамперных характеристик FIS туннельного контакта, в частности, измерение дифференциального сопротивления в нуле напряжений и одновременно эффективной высоты потенциального барьера по формуле (1), позволит определить спиновую поляризацию электронов проводимости в ферромагнитном инжекторе.

Список использованных источников

1. Krivoruchko V. N., Koshina E. A. Inhomogeneous magnetism induced in a superconductor at a superconductor-ferromagnet interface // *Physical Review B*. – 2002. – Vol. 66, No. 1. – P. 014521-1 - 014521-6.
2. Fabian J., Das Sarma S. Spin Relaxation of Conduction Electrons // *Journal of Vacuum Science and Technology B*. – 1999. – Vol. 17, No. 4. – P. 1708-1715.
3. Rashba E. I. Restrictions on modeling spin injection by resistor networks // *Semiconductor Science and Technology*. – 2008. – Vol. 23, No. 11. – P. 114015 – 1 - 114015 – 5.
4. Klapwijk T. M. Proximity effect From an Andreev perspective // *Journal of Superconductivity: Incorporating Novel Magnetism*. – 2004. – Vol. 17, No. 5. – P. 593–611.
5. Wolf E. L. Principles of Electron Tunneling Spectroscopy. Second Edition. - New York: Oxford University Press, 2011. – 599 p.
6. Schep K. M., Bauer G. E. W. Universality of transport through dirty interfaces // *Physical Review Letters*. – 1997. - Vol. 78, No. 15. - P. 3015–3018.
7. Руденко Э. М., Коротаи И. В., Кудрявцев Ю. В. и др. Спиновая инжекция и эффект гигантской блокировки туннельного тока в гетероструктурах ферромагнетик–сверхпроводник // *Физика низких температур*. – 2010. – Том 36, № 2. – С. 234-237.
8. Owen C. S., Scalapino D. J. Superconducting state under the Influence of external dynamic pair breaking // *Physical Review Letters*. – 1972. – Vol. 28, No. 24. - P. 1559-1561.
9. Fabian J., Das Sarma S. Phonon-induced spin relaxation of Conduction electrons in Aluminum // *Physical Review Letters*. – 1999. – Vol. 83, No. 6. - P. 1211-1214.
10. Свистунов В. М., Белоголовский М. А. Туннельная спектроскопия квазичастичных возбуждений в металлах. – К.: Наук. думка, 1986. – 152 с.

Поступила в редакцию 05 июня 2013 г.

УДК 621.382: 539.292

М.А. Білоголовський¹, д-р.фіз.-мат.наук, **І.В. Бойло²**, канд.фіз.-мат.наук,
С.Ю. Ларкін³, канд.техн.наук

¹Державне підприємство «Державний науково-дослідний центр «Фонон»,
вул. Довнар-Запольського, 2/20, Київ-16, 04116, Україна.

²Донецький фізико-технічний інститут ім. О.О. Галкіна НАН України,
вул. Р. Люксембург, 72, Донецьк, 83114, Україна.

³Публічне акціонерне товариство «Науково-виробничий концерн «Наука»,
вул. Довнар-Запольського, 2/20, Київ-16, 04116, Україна.

Транспортні характеристики контакту ферромагнітний метал - ізолятор - надпровідник: визначення спінової поляризації електронів провідності

Пропонується новий метод визначення спінової поляризації електронів провідності ферромагнітного металу за допомогою тунельного контакту, інший електрод якого є тонкою надпровідною плівкою. Проаналізовано вплив симетрії параметра порядку надпровідника на опір контакту. Бібл. 10, рис. 3.

Ключові слова: спінова інжекція, тунельний контакт, диференціальний опір, спінова поляризація, ферромагнітний метал.

UDC 621.382: 539.292

M. Belogolovskii¹, Dr.Sc, **I. Boylo²**, Ph.D, **S. Larkin³**, Ph.D.

¹State Enterprise «State Research Center «Fonon»,
str. Dovnar-Zapolskogo, 2/20, Kyiv-16, 04116, Ukraine.

²Donetsk Institute for Physics and Engineering named after O.O.Galkin of the National Academy of Sciences of Ukraine, 72, R.Luxemburg str., Donetsk 83114, Ukraine.

³Public Joint Stock Company «Scientific and Production Concern «Nauka»,
str. Dovnar-Zapolskogo, 2/20, Kyiv-16, 04116, Ukraine.

Transport characteristics of ferromagnetic metal - insulator - super- conductor: determination of spin polarization of conduction electrons

New method for determination of the spin polarization of conducting electrons of a ferromagnetic metal using a tunnel junction with a thin superconducting counter-electrode is proposed. An effect of the symmetry of the superconducting order parameter on the contact resistance has been analyzed. Reference 10, figures 3.

Keywords: spin injection, tunneling contact, differential resistance, spin polarization, ferromagnetic metal.

Reference

1. *Krivoruchko V. N., Koshina E. A. (2002), "Inhomogeneous magnetism induced in a superconductor at a superconductor-ferromagnet interface". Physical Review B. Vol. 66, No. 1. Pp. 014521-1 - 014521-6.*
2. *Fabian J., Das Sarma S. (1999), "Spin Relaxation of Conduction Electrons". Journal of Vacuum Science and Technology B. Vol. 17, No. 4. Pp. 1708-1715.*
3. *Rashba E. I. (2008), "Restrictions on modeling spin injection by resistor networks". Semiconductor Science and Technology. Vol. 23, No. 11. Pp. 114015 - 1 - 114015 - 5.*
4. *Klapwijk T. M. (2004), "Proximity effect From an Andreev perspective". Journal of Superconductivity: Incorporating Novel Magnetism. Vol. 17, No. 5. Pp. 593-611.*

-
5. *Wolf E. L.* (2011), "Principles of Electron Tunneling Spectroscopy. Second Edition". New York: Oxford University Press, p. 599.
 6. *Schep K. M., Bauer G. E. W.* (1997), "Universality of transport through dirty interfaces". *Physical Review Letters*. Vol. 78, No. 15. Pp. 3015–3018.
 7. *Rudenko E. M., Korotash I. V., Kudryavtsev Yu. V. i dr.* (2010), "Spin injection and the effect of a giant block of tunneling current in ferromagnet-superconductor". *Fizika nizkih temperatur*. Vol. 36, No 2. Pp. 234-237. (Rus.)
 8. *Owen C. S., Scalapino D. J.* (1972), "Superconducting state under the Influence of external dynamic pair breaking". *Physical Review Letters*. Vol. 28, No. 24. Pp. 1559-1561.
 9. *Fabian J., Das Sarma S.* (1999), "Phonon-induced spin relaxation of Conduction electrons in Aluminum". *Physical Review Letters*. Vol. 83, No. 6. Pp. 1211-1214.
 10. *Svistunov V. M., Belogolovskiy M. A.* (1986), "Tunneling spectroscopy of quasiparticle excitations in metals". K.: Nauk. dumka, p. 152. (Rus.)