

Андреевский кондактанс точечного контакта ферромагнетик/сверхпроводник

Б. П. Водопьянов¹⁾, Л. Р. Тагиров*

Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского РАН, 420029 Казань, Россия

* Казанский Государственный университет, 420008 Казань, Россия

Поступила в редакцию 10 декабря 2002 г.

После переработки 30 декабря 2002 г.

На основе выведенных граничных условий для квазиклассических функций Грина построена теория андреевского отражения в точечных контактах ферромагнетик/сверхпроводник. Из сравнения с экспериментальными данными сделаны оценки значений поляризации зоны проводимости ряда ферромагнитных материалов, используемых в экспериментах по андреевской спектроскопии.

PACS: 74.50.+r, 74.80.-g, 75.30.Et

При низких температурах электрический ток протекает через границу раздела нормальный металл/сверхпроводник (N/S) в результате андреевского отражения [1]. Электрон отражается от N/S границы как дырка в подзону с противоположным спином, и образовавшаяся куперовская пара движется через сверхпроводник, перенося заряд $2e$. Удвоение кондактанса чистого N/S микроконтакта было продемонстрировано в работе [2] (БТК) на основе решения уравнений Боголюбова. В работе [3] было обращено внимание на то, что в контактах ферромагнетик/сверхпроводник (F/S) андреевское отражение подавляется по мере роста спиновой поляризации зоны проводимости ферромагнетика. Это связано с тем, что эффективность андреевского отражения определяется числом проводящих каналов в подзоне с меньшим значением импульса Ферми. В работах [4–8] было предложено использовать подавление андреевского кондактанса в F/S контактах для определения спиновой поляризации зоны проводимости ферромагнетиков (андреевская спектроскопия ферромагнетиков). Для интерпретации экспериментальных данных использовались либо общие соображения, что спин-поляризованная компонента нормального тока не проходит через сверхпроводник [3–6], либо формулы БТК, полуфеноменологически адаптированные к F/S контактам [7, 8]. В теоретических работах [9–11] теория БТК обобщалась и применялась к F/S точечным контактам. Полученные в них выражения для андреевского кондактанса не согласуются между собой. Кроме того, результаты работ [9,10] не воспроизводят формулу для андреевского кондактанса при нулевой температуре, которая, как мы покажем ниже, следует из физических соображений.

Между тем число экспериментов с использованием F/S контактов растет, что требует адекватного теоретического понимания и описания.

Цель работы – построить последовательную квазиклассическую теорию андреевского отражения для гетерогенных структур с F/S границей. Для этого мы выведем квазиклассические уравнения сверхпроводимости для металлов с расщепленной по спину зоной проводимости и получим граничные условия (ГУ) для квазиклассических функций Грина (ФГ) на границе F/S. Затем мы вычислим андреевский кондактанс точечного F/S контакта и из сравнения с экспериментами по андреевской спектроскопии [4] дадим оценку поляризации зон проводимости ферромагнитных металлов, которая систематически отличается от оценок, сделанных в работе [4].

1. Уравнения сверхпроводимости и граничные условия. Вывод ГУ для F/S границы проведем для температурных квазиклассических ФГ. Будем исходить из уравнений для равновесных термодинамических ФГ в матричном виде [12], учитывая спиновое расщепление зоны проводимости:

$$\left(i\varepsilon_n \tau_z + \frac{1}{2m} \frac{\partial^2}{\partial \mathbf{r}^2} + \hat{\Delta} + \hat{\mu} - U - \hat{\Sigma} \right) \hat{G}(\varepsilon_n, \mathbf{r}, \mathbf{r}') = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'). \quad (1)$$

Здесь ФГ \hat{G} и собственно энергетическая часть $\hat{\Sigma}$ – матрицы, имеющие вид

$$\hat{G} = \begin{pmatrix} G_{\alpha\alpha} & F_{\alpha-\alpha} \\ -\bar{F}_{-\alpha\alpha} & \bar{G}_{-\alpha-\alpha} \end{pmatrix}, \quad \hat{\Sigma} = \begin{pmatrix} \Sigma_{\alpha\alpha} & \Sigma_{\alpha-\alpha} \\ -\bar{\Sigma}_{-\alpha\alpha} & \Sigma_{-\alpha-\alpha} \end{pmatrix}.$$

¹⁾e-mail: vodop@kzn.ru

Кроме того,

$$\hat{\Delta} = \begin{pmatrix} 0 & \Delta \\ -\Delta^* & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\mu} = \frac{1}{2m} \begin{pmatrix} p_{F\alpha}^2 & \\ & p_{F-\alpha}^2 \end{pmatrix},$$

τ_z – матрица Паули, $\varepsilon_n = (2n + 1)\pi T$ – мацубаровская частота, α – спиновый индекс, Δ – параметр порядка, $p_{F\alpha}$ – импульс Ферми, U – энергия взаимодействия электрона с электрическим потенциалом, $\mathbf{r} = (x, \rho)$, $\rho = (y, z)$. Считаем, что F/S границей является плоскость $x = 0$. Переходя в (1) к фурье-представлению по координате $\rho - \rho'$, получим для $\hat{G}(x, x') = \hat{G}(x, x', \rho_c, p_{\parallel}, \varepsilon_n)$ (p_{\parallel} – импульс в плоскости контакта, $\rho_c = (\rho + \rho')/2$, далее индекс s у ρ_c опускаем) уравнение

$$\left(i\varepsilon\tau_z + \frac{1}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + i \frac{\mathbf{v}_{\parallel}}{2} \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{\hat{p}_x^2}{2m} + \hat{\Delta} - U - \hat{\Sigma} \right) \hat{G}(x, x') = \delta(x - x'), \quad \frac{\hat{p}_x^2}{2m} = \hat{\mu} - \frac{p_{\parallel}^2}{2m}. \quad (2)$$

Для гетерогенных структур с N/S границей ГУ к квазиклассическим уравнениям сверхпроводимости были выведены в [13]. Для функции $\hat{G}(z, z')$ используем представление Зайцева, дополненное учетом спинового расщепления зоны проводимости. Величины, относящиеся к металлу слева (справа) от границы, обозначим индексами 1(2). Для определенности будем считать, что индекс 1 соответствует ферромагнетика (F), а 2 – сверхпроводнику (S). Так для $x, x' < 0$

$$\hat{G} = e^{i\hat{p}_{s1}x} \hat{G}_{11} e^{-i\hat{p}_{s1}x'} + e^{-i\hat{p}_{s1}x} \hat{G}_{22} e^{i\hat{p}_{s1}x'} + e^{i\hat{p}_{s1}x} \hat{G}_{12} e^{i\hat{p}_{s1}x'} + e^{-i\hat{p}_{s1}x} \hat{G}_{21} e^{-i\hat{p}_{s1}x'}. \quad (3)$$

Здесь $\hat{p}_{x1} = [\hat{p}_{F1}^2 - p_{\parallel}^2]^{1/2}$; при $x, x' > 0$ в (3) надо заменить \hat{p}_{x1} на \hat{p}_{x2} . Подставляя (3) в (2) и пренебрегая второй производной по x , получаем уравнения для $\hat{G}_{kn}(x, x')$:

$$\left(i\varepsilon_n \tau_z - i(-1)^k \hat{v}_{x1} \frac{\partial}{\partial x} + i \frac{\mathbf{v}_{\parallel}}{2} \frac{\partial}{\partial \rho} - U + \hat{\Delta}_k - \hat{\Sigma}_k \right) \hat{G}_{kn}(x, x') = 0, \quad x \neq x'. \quad (4)$$

Здесь $\hat{\Delta}_k = e^{i(-1)^k \hat{p}_{s1}x} \hat{\Delta} e^{-i(-1)^k \hat{p}_{s1}x}$, $\hat{\Sigma}_k$ определена так же. При $x, x' > 0$ в (4) надо заменить \hat{v}_{x1} на \hat{v}_{x2} . Аналогично выводится уравнение, сопряженное уравнению (4). Перейдем к функциям $\hat{g} = \hat{g}(x, x', \hat{p}_{xj})$

и $\hat{\Upsilon} = \hat{\Upsilon}(x, x', \hat{p}_{xj})$, зависящим от знака переменной \hat{p}_{xj} и непрерывным в точке $x = x'$:

$$\hat{g} = \begin{cases} \hat{g}_> = 2i\sqrt{\hat{v}_{xj}} \hat{A}_1(x) \hat{G}_{11}(x, x') \hat{A}_1^*(x') \sqrt{\hat{v}_{xj}} - \\ \quad - \text{sign}(x - x'), & \hat{p}_{xj} > 0 \\ \hat{g}_< = 2i\sqrt{\hat{v}_{xj}} \hat{A}_2(x) \hat{G}_{22}(x, x') \hat{A}_2^*(x') \sqrt{\hat{v}_{xj}} + \\ \quad + \text{sign}(x - x'), & \hat{p}_{xj} < 0 \end{cases}$$

$$\hat{\Upsilon} = \begin{cases} \hat{\Upsilon}_> = 2i\sqrt{\hat{v}_{xj}} \hat{A}_1(x) \hat{G}_{12}(x, x') \hat{A}_2^*(x') \sqrt{\hat{v}_{xj}} - \\ \quad - \text{sign}(x - x'), & \hat{p}_{xj} > 0 \\ \hat{\Upsilon}_< = 2i\sqrt{\hat{v}_{xj}} \hat{A}_2(x) \hat{G}_{21}(x, x') \hat{A}_1^*(x') \sqrt{\hat{v}_{xj}} + \\ \quad + \text{sign}(x - x'), & \hat{p}_{xj} < 0 \end{cases}. \quad (5)$$

В (5) $\hat{A}_k = e^{-i(-1)^k (p_{sj\alpha} - p_{sj(-\alpha)})\tau_z x/2}$. Подставим (5) в (4) и уравнение, сопряженное (4). Находя разность (для $n = k$) и сумму (для $n \neq k$) получившихся уравнений, получим квазиклассические уравнения сверхпроводимости в металлах с расщепленной зоной проводимости:

$$\text{sign}(\hat{p}_{xj}) \frac{\partial}{\partial x} \hat{g} + \frac{1}{2} \mathbf{v}_{\parallel} \frac{\partial}{\partial \rho} (\hat{v}_{xj}^{-1} \hat{g} + \hat{g} \hat{v}_{xj}^{-1}) + [\hat{K}, \hat{g}]_- = 0,$$

$$\text{sign}(\hat{p}_{xj}) \frac{\partial}{\partial x} \hat{\Upsilon} + \frac{1}{2} \mathbf{v}_{\parallel} \frac{\partial}{\partial \rho} (\hat{v}_{xj}^{-1} \hat{\Upsilon} - \hat{\Upsilon} \hat{v}_{xj}^{-1}) + [\hat{K}, \hat{\Upsilon}]_+ = 0,$$

$$\hat{K} = -i\hat{v}_{xj}^{-1/2} (\varepsilon\tau_z + \hat{\Delta} - \hat{\Sigma}) \hat{v}_{xj}^{-1/2} - i(p_{xj\alpha} - p_{xj(-\alpha)})\tau_z/2,$$

$$[a, b]_{\pm} = ab \pm ba. \quad (6)$$

В случае F/S границы так же, как и для N/S границы, возникает система квазиклассических уравнений. Помимо функций \hat{g} , появляются функции $\hat{\Upsilon}$, описывающие волны, отраженные от границы. Система (6) должна быть дополнена ГУ.

Граница характеризуется коэффициентами прохождения \hat{D} и отражения $\hat{R} = 1 - \hat{D}$. В этой статье мы не будем рассматривать взаимодействия, приводящие к перевороту спина электрона при прохождении им поверхности раздела, поэтому матрицы \hat{D} и \hat{R} имеют диагональный по спину вид. Их структура такая же, как у $\hat{\mu}$ (см. (1)). Учитывая явный вид ФГ (3) и выполняя предложенную Зайцевым процедуру шивания квазиклассических функций с разных сторон от границы, после простых, но громоздких вычислений, получим ГУ к квазиклассическим уравнениям (6). Для $p_{\parallel} \leq \min(p_{F\uparrow}, p_{F\downarrow}, p_S)$ (здесь $p_{F\uparrow}$ и $p_{F\downarrow}$ – импульсы Ферми спиновых подзон ферромаг-

нетика, а p_S – сверхпроводника) их удобно записать в матричном виде:

$$\begin{pmatrix} \hat{a}^* & -\hat{b}^* \\ -\hat{b} & \hat{a} \end{pmatrix} (\tilde{V}_x^F)^{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} \hat{g}_>^F & \hat{\Upsilon}_>^F \\ \hat{\Upsilon}_<^F & \hat{g}_<^F \end{pmatrix} (\tilde{V}_x^F)^{-\frac{1}{2}} = \\ = (\tilde{V}_x^S)^{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} \hat{g}_>^S & \hat{\Upsilon}_>^S \\ \hat{\Upsilon}_<^S & \hat{g}_<^S \end{pmatrix} (\tilde{V}_x^S)^{-\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} \hat{a}^* & \hat{b}^* \\ \hat{b} & \hat{a} \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Здесь $\hat{a} = \hat{d}^{-1}$, $\hat{b} = \hat{r}\hat{d}^{-1}$, \hat{r} и \hat{d} – амплитуды рассеяния на F/S границе [13], а матрица $\tilde{V}_x^{S(F)}$ есть результат прямого произведения единичной матрицы на $\hat{v}_x^{S(F)}$.

Перейдем в (7) к функциям \hat{g} и $\hat{\Upsilon}$ по формулам:

$$\begin{aligned} \hat{g}_>^F &= e^{i\frac{\hat{\vartheta}_r}{2}} \hat{g}_>^S e^{-i\frac{\hat{\vartheta}_d}{2}}, & \hat{g}_<^F &= e^{-i\frac{\hat{\vartheta}_r}{2}} \hat{g}_<^S e^{i\frac{\hat{\vartheta}_d}{2}}, \\ \hat{\Upsilon}_>^F &= e^{i\frac{\hat{\vartheta}_r}{2}} \hat{\Upsilon}_>^S e^{i\frac{\hat{\vartheta}_d}{2}}, & \hat{\Upsilon}_<^F &= e^{-i\frac{\hat{\vartheta}_r}{2}} \hat{\Upsilon}_<^S e^{-i\frac{\hat{\vartheta}_d}{2}}, \\ \hat{g}_>^S &= e^{i\hat{\vartheta}_{rd}} \hat{g}_>^S e^{-i\hat{\vartheta}_{rd}}, & \hat{g}_<^S &= e^{-i\hat{\vartheta}_{rd}} \hat{g}_<^S e^{i\hat{\vartheta}_{rd}}, \\ \hat{\Upsilon}_>^S &= e^{i\hat{\vartheta}_{rd}} \hat{\Upsilon}_>^S e^{i\hat{\vartheta}_{rd}}, & \hat{\Upsilon}_<^S &= e^{-i\hat{\vartheta}_{rd}} \hat{\Upsilon}_<^S e^{-i\hat{\vartheta}_{rd}}, \\ \hat{\vartheta}_{rd} &= \hat{\vartheta}_r/2 - \hat{\vartheta}_d, \end{aligned} \quad (8)$$

а затем к симметричным (s) и антисимметричным (a) по переменной p_{xj} матрицам $\hat{g}_{s(a)}$ и $\hat{\Upsilon}_{s(a)}$:

$$\hat{g}_{s(a)} = 1/2 [\hat{g}_> \pm \hat{g}_<], \quad \hat{\Upsilon}_{s(a)} = 1/2 [\hat{\Upsilon}_> \pm \hat{\Upsilon}_<].$$

В (8) $\hat{\vartheta}_r$ и $\hat{\vartheta}_d$ – фазы амплитуд рассеяния на F/S границе. После этого система граничных условий легко разрешается относительно матриц $\hat{\Upsilon}_{s(a)}$ и принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} (\hat{g}_a^S)_d &= (\hat{g}_a^F)_d, & (\hat{\Upsilon}_a^S)_d &= (\hat{\Upsilon}_a^F)_d, \\ (\sqrt{\hat{R}_\alpha} - \sqrt{\hat{R}_{-\alpha}})(\hat{\Upsilon}_a^+)_n &= \hat{\alpha}_3(\hat{g}_a^-)_n, \\ (\sqrt{\hat{R}_\alpha} - \sqrt{\hat{R}_{-\alpha}})(\hat{\Upsilon}_a^-)_n &= \hat{\alpha}_4(\hat{g}_a^+)_n, \\ -\hat{\Upsilon}_s^- &= \sqrt{\hat{R}_\alpha}(\hat{g}_s^+)_d + \alpha_1(\hat{g}_s^+)_n, \\ -\hat{\Upsilon}_s^+ &= (\hat{R}_\alpha)^{-\frac{1}{2}}(\hat{g}_s^-)_d + \alpha_2(\hat{g}_s^-)_n, \end{aligned} \quad (9)$$

где $\hat{g}_{a(s)}^\pm = 1/2 [\hat{g}_{a(s)}^S \pm \hat{g}_{a(s)}^F]$. Функции $\hat{\Upsilon}_{a(s)}^\pm$ определены аналогично. Индекс d означает диагональную, а n – недиагональную части матрицы: $\hat{T}_{d(n)} = 1/2 [\hat{T} \pm \tau_z \hat{T} \tau_z]$. Коэффициенты α_i равны:

$$\hat{\alpha}_{1(2)} = \frac{1 + \sqrt{\hat{R}_\alpha \hat{R}_{-\alpha}} \mp \sqrt{\hat{D}_\alpha \hat{D}_{-\alpha}}}{\sqrt{\hat{R}_\alpha} + \sqrt{\hat{R}_{-\alpha}}},$$

$$\hat{\alpha}_{3(4)} = (1 - \sqrt{\hat{R}_\alpha \hat{R}_{-\alpha}} \pm \sqrt{\hat{D}_\alpha \hat{D}_{-\alpha}}).$$

Если интерференцией волн, приходящих от соседних границ, можно пренебречь и \hat{g} не зависит от ρ , то можно получить граничное условие, содержащее только функцию \hat{g} :

$$\begin{aligned} \hat{g}_a^+ \hat{f}_1 + \hat{f}_2 \hat{g}_a^+ + \hat{g}_a^- \hat{f}_3 + \hat{f}_4 \hat{g}_a^- &= \hat{f}_3 - \hat{f}_4, \\ \hat{g}_a^- \hat{f}_1 + \hat{f}_2 \hat{g}_a^- + \hat{g}_a^+ \hat{f}_3 + \hat{f}_4 \hat{g}_a^+ &= \hat{f}_1 - \hat{f}_2. \end{aligned} \quad (10)$$

Матрицы \hat{f}_i равны:

$$\begin{aligned} \hat{f}_1 &= \hat{\Upsilon}_s^+ \hat{g}_s^- + \hat{\Upsilon}_s^- \hat{g}_s^+, & \hat{f}_2 &= \hat{g}_s^+ \hat{\Upsilon}_s^- + \hat{g}_s^- \hat{\Upsilon}_s^+, \\ \hat{f}_3 &= \hat{\Upsilon}_s^+ \hat{g}_s^+ + \hat{\Upsilon}_s^- \hat{g}_s^-, & \hat{f}_4 &= \hat{g}_s^+ \hat{\Upsilon}_s^+ + \hat{g}_s^- \hat{\Upsilon}_s^-. \end{aligned} \quad (11)$$

В этом случае система ГУ состоит из уравнений (10) и первого уравнения в (9). Отметим, что на F/S границе непрерывна только диагональная часть функции \hat{g}_a .

2. Андреевский кондактанс точечного F/S контакта. В качестве модели точечного контакта будем рассматривать отверстие радиусом a в непрозрачном экране. При нулевой температуре формулу для андреевского кондактанса G_A можно записать, исходя из следующих физических соображений. Найдем ток в ферромагнетике при $p_{F\downarrow} < p_S, p_{F\uparrow}$. Тогда при зеркальном отражении от границы, $p_{\parallel} = p_{F\downarrow} \sin \vartheta_{\downarrow} = p_{F\uparrow} \sin \vartheta_{\uparrow} = p_S \sin \vartheta_S$, углы падения электронов в подзоне со спином вверх, способных отразиться от границы по-андреевски, определяются из соотношения: $p_{F\downarrow} \sin \vartheta_{\downarrow} = p_{F\uparrow} \sin \vartheta_{\uparrow}$ и зависят только от параметра $\delta = p_{F\downarrow}/p_{F\uparrow}$. Электроны, падающие под углами не удовлетворяющими этому равенству, будут испытывать полное внутреннее отражение. Задача становится эквивалентной задаче нахождения кондактанса точечного контакта нормальных металлов с различными импульсами Ферми (в данном случае это $p_{F\uparrow}$ и $p_{F\downarrow}$), когда между ними осуществляется непосредственный контакт. Используя известное решение Зайцева этой задачи (формула (38') в [13]), находим:

$$G_A(T=0) = G_{\downarrow} \frac{8\delta(2+\delta)}{3(1+\delta)^2}, \quad G_{\downarrow} = \frac{e^2 p_{F\downarrow}^2 A}{4\pi^2}, \quad (12)$$

где A – площадь контакта. Формулы для $G_A(T=0)$ полученные в [9, 10], не совпадают с этим результатом. При $\delta = 1$ андреевский кондактанс равен удвоенному шарвинскому кондактансу, что соответствует удвоению проводимости за счет андреевского отражения.

Теперь найдем выражение для андреевского кондактанса для произвольных коэффициентов прохождения. Будем исходить из выражения для тока \mathbf{I} в

линейном по электрическому полю $\mathbf{E} = (E_x, 0, 0)$ приближении. Ток вычисляем на стороне ферромагнетика при $x \rightarrow 0$:

$$I_x = \frac{e^2}{2m^2} \lim_{\mathbf{r}' \rightarrow \mathbf{r}} \left(\frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x'} \right) \text{Tr} \tau_z \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\varepsilon}{4\pi T \cosh^2 \frac{\varepsilon}{2T}} \times \int d\mathbf{r}_1 \hat{G}^R(\varepsilon, \mathbf{r}, \mathbf{r}_1) E_x(\mathbf{r}_1) \tau_z \frac{\partial}{\partial x_1} \hat{G}^A(\varepsilon, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}'). \quad (13)$$

Здесь $\hat{G}^{R(A)}$ – запаздывающая (опережающая) ФГ, получающаяся из температурных ФГ (1), (3) заменой $i\varepsilon_n$ на $\varepsilon \pm i\delta$. Подставим в (13) представления (3) и (5). После выполнения фурье-преобразования по координате $\rho - \rho'$ получим выражение для баллистического кондактанса $G_{F/S}$ точечного F/S контакта:

$$G_{F/S} = \frac{e^2 A}{16\pi} \text{Tr} \tau_z \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\varepsilon}{\cosh^2 \frac{\varepsilon}{2T}} \int \frac{d\mathbf{p}_{\parallel}}{(2\pi)^2} \times [1 - \hat{g}_c^R \tau_z \hat{g}_c^A - \hat{g}_a^R \tau_z \hat{g}_a^A + \hat{Y}_c^R \tau_z \hat{Y}_c^A - \hat{Y}_a^R \tau_z \hat{Y}_a^A]. \quad (14)$$

Теперь надо решить первое из уравнений (6) с ГУ (10). Когда \hat{g} не зависит от ρ , решение уравнения (6) имеет вид

$$\hat{g}_j = e^{-\text{sign}(\hat{p}_{sj}) \hat{K} x} \hat{C}_j(\mathbf{p}_{Fj}) e^{\text{sign}(\hat{p}_{sj}) \hat{K} x} + \hat{C}_j. \quad (15)$$

Матрицы \hat{C}_j есть значения ФГ \hat{g}_j вдали от F/S границы:

$$\hat{C}_2 = \begin{pmatrix} g & f \\ -f^* & -g \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_n^2 + |\Delta|^2}} \begin{pmatrix} \varepsilon_n & -i\Delta \\ i\Delta^* & -\varepsilon_n \end{pmatrix}, \quad (16)$$

\hat{g}_1 в (15) должна стремиться к $\hat{C}_1 = \tau_z \text{sign}(\varepsilon_n)$ при $x \rightarrow -\infty$, а \hat{g}_2 к \hat{C}_2 при $x \rightarrow \infty$. Выполняя в (15) матричное умножение, находим, что для этого необходимо, чтобы выполнялись соотношения

$$\hat{C}_j \hat{C}_j(\mathbf{p}_{Fj}) = -\hat{C}_j(\mathbf{p}_{Fj}) \hat{C}_j = \text{sign}(p_{xj}) (-1)^j \hat{C}_j(\mathbf{p}_{Fj}).$$

Из этих соотношений следует, что

$$\hat{g}_{sj} = \hat{C}_j + (-1)^j \hat{C}_j \hat{C}_{aj}, \quad \hat{g}_{aj} \equiv \hat{C}_{aj}. \quad (17)$$

Переходя в (17) к функциям \hat{g}_s^{\pm} , подставляя их в систему ГУ (10) и решая ее в линейном по \hat{C}_a^{\pm} приближении ($\hat{C}_a^{\pm} = 1/2[\hat{C}_a^S \pm \hat{C}_a^F]$), находим

$$\hat{C}_a^{\pm} = -\frac{f(1 - \sqrt{R_\alpha R_{-\alpha}} \pm \sqrt{D_\alpha D_{-\alpha}})}{2[1 + \sqrt{R_\alpha R_{-\alpha}} + (1 - \sqrt{R_\alpha R_{-\alpha}})g]} \tau_x. \quad (18)$$

Теперь из (14) с учетом (9) и (18) находим андреевский кондактанс G_A точечного F/S контакта:

$$G_A \equiv G_{F/S}(V=0) = e^2 A \int_0^\Delta \frac{d\varepsilon}{4\pi T \cosh^2(\frac{\varepsilon}{2T})} \times \int \frac{d\mathbf{p}_{\parallel}}{(2\pi)^2} \frac{4|\Delta|^2 D_\uparrow D_\downarrow}{(1 + \sqrt{R_\uparrow R_\downarrow})^2 |\Delta|^2 - 4\sqrt{R_\uparrow R_\downarrow} \varepsilon^2}. \quad (19)$$

Он зависит от соотношения между фермиевскими импульсами $p_{F\uparrow}, p_{F\downarrow}$ и p_S . Так при $p_{F\downarrow} < p_S < p_{F\uparrow}$ выражение для G_A принимает следующий вид:

$$G_A = \frac{e^2 p_{F\downarrow}^2 A}{4\pi^2} \frac{|\Delta|}{T} \int_0^1 \frac{dx}{\cosh^2(\frac{|\Delta|}{2T} x)} \times \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\vartheta_\downarrow \sin 2\vartheta_\downarrow \frac{D_\uparrow D_\downarrow}{(1 + \sqrt{R_\uparrow R_\downarrow})^2 - 4\sqrt{R_\uparrow R_\downarrow} x^2}. \quad (20)$$

В случае немагнитного металла, когда $D_\uparrow = D_\downarrow$, из формулы (20) следует выражение для андреевского кондактанса, полученное в работе [13].

3. Обсуждение экспериментов. В работах [4–8] измерялось отношение G_A к $G_{F/N}$, где $G_{F/N}$ – кондактанс F/S контакта в нормальном состоянии:

$$G_{F/N}(V=0) = \frac{e^2 p_{F\downarrow}^2 A}{8\pi^2} \int_0^{\pi/2} d\vartheta_\downarrow \sin 2\vartheta_\downarrow D_\downarrow + \frac{e^2 p_S^2 A}{8\pi^2} \int_0^{\pi/2} d\vartheta_N \sin 2\vartheta_N D_\uparrow. \quad (21)$$

Выражения (19)–(21) справедливы при произвольных коэффициентах прохождения D_α . Для конкретных вычислений $G_A(V=0)$ будем использовать модельные выражения для коэффициентов прохождения, соответствующие непосредственному контакту между металлами:

$$D_\uparrow = \frac{4p_{x\uparrow} p_{xs}}{(p_{x\uparrow} + p_{xs})^2}, \quad D_\downarrow = \frac{4p_{x\downarrow} p_{xs}}{(p_{x\downarrow} + p_{xs})^2}. \quad (22)$$

С такими коэффициентами прохождения $G_A(T=0)$ и $G_{F/N}$ вычисляются аналитически:

$$G_{F/N} = \frac{e^2 p_S^2 A}{6\pi^2} \left(\frac{\delta_{N\uparrow}(2 + \delta_{N\uparrow})}{(1 + \delta_{N\uparrow})^2} + \frac{\delta_{N\downarrow}^3(2 + \delta_{N\downarrow})}{(1 + \delta_{N\downarrow})^2} \right). \quad (23)$$

Для $G_A(T=0)$ получается формула (12). Здесь $\delta_{N\uparrow} = p_S/p_{F\uparrow}$, а $\delta_{N\downarrow} = p_{F\downarrow}/p_S$. Из формул (12), (23)

следует, что при $\delta < 0.26$ андреевский кондактанс становится меньше кондактанса контакта в нормальном состоянии. На рис.1 приведена зависимость отношения $G_A(V=0)/G_{F/N}$, измеряемого в [4], от

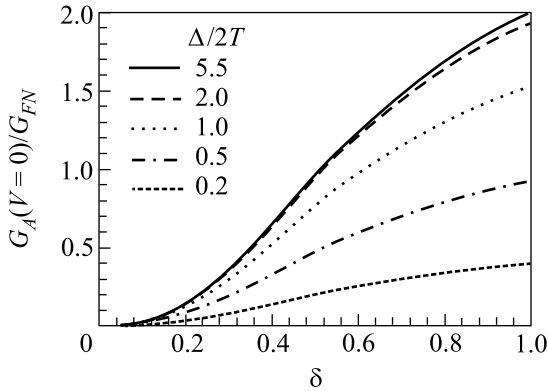


Рис.1. Зависимость нормированного андреевского кондактанса от отношения фермиевских импульсов спиновых подзон зоны проводимости ферромагнетика δ ($\delta = p_{F\downarrow}/p_{F\uparrow}$)

параметра δ для различных температур. Отношение $\Delta/2T = 5.5$ соответствует условиям эксперимента [4] ($T = 1.6$ К, $\Delta_{Nb} = 1.5$ мэВ). Для универсальной интерпретации экспериментальных данных в ряду ферромагнитных материалов в контакте со сверхпроводящим Nb [4] мы зафиксировали фермиевский импульс сверхпроводящего металла соотношением $p_S^2 = (p_{F\uparrow}^2 + p_{F\downarrow}^2)/2 = \text{const}$. Теперь значения δ (абсцисса) могут быть оценены по величине приведенного кондактанса при нулевом напряжении на контакте (ордината). Подчеркнем, что в настоящем расчете предполагалось отсутствие оксидного или подобного ему барьера на F/S границе ($Z_{BTK} = 0$). Результаты оценки δ приведены в таблице.

Изучаемый материал [4]	δ	P_c (%)	P_c (%) [4]
NiFe	0.64	42	37 ± 5.0
Co	0.55	52	42 ± 2.0
NiMnSb	0.48	63	58 ± 2.3
LSMO	0.31	83	78 ± 4.0
CrO ₂	0.18	94	90 ± 3.6

Отметим, что полученные из андреевской спектроскопии значения $\delta(\text{Ni}) = 0.64$ и $\delta(\text{Co}) = 0.55$ оказались близкими к оценкам сверху для $\delta(\text{Ni}) = 0.64$ и $\delta(\text{Co}) = 0.57$, полученным нами в работе [14] из данных по гигантскому магнетосопротивлению в точечных магнитных контактах [15].

Перейдем теперь к сравнению с оригинальными оценками поляризации в работах [4]. Авторы [4] утверждают, что измеряемый ими нормированный кондактанс зависит от поляризации как $G_{F/S}/G_n = 2(1 - P_I)$ (формулы (4)-(6) в [4]), где $P_I = (I_{\uparrow} - I_{\downarrow})/(I_{\uparrow} + I_{\downarrow})$, а $G_n \simeq G_{F/N}$ есть кондактанс при больших напряжениях на контакте ($eV \gg \Delta$). В процессе обсуждения они отождествляют токовую поляризацию P_I с контактной поляризацией $P_c = (N_{\uparrow}v_{F\uparrow} - N_{\downarrow}v_{F\downarrow})/(N_{\uparrow}v_{F\uparrow} + N_{\downarrow}v_{F\downarrow}) = (1 - \delta^2)/(1 + \delta^2)$, где N_{α} и v_{α} – плотность состояний и скорость Ферми в α -спиновой подзоне ферромагнетика, соответственно. Такое отождествление не вполне корректно, так как оно неявно подразумевает независимость суммарного тока через контакт в нормальной фазе, $I_{\uparrow} + I_{\downarrow}$, от спиновой поляризации ферромагнетика. Как видно из формулы (23), $G_{F/N}$ существенно зависит от δ . В результате приведенный кондактанс $G_A(V=0)/G_{F/N}$ является нелинейной функцией контактной поляризации P_c (рис.2). Рис.2 показы-

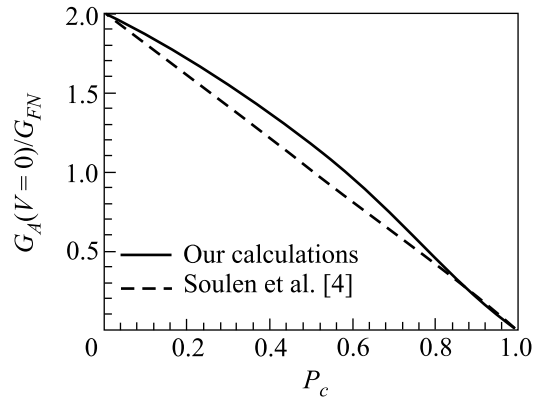


Рис.2. Зависимость нормированного андреевского кондактанса от контактной поляризации P_c

вает, что отождествление P_I и P_c приводит к систематическому занижению оценки для P_c (см. третью и четвертую колонки таблицы). Отметим здесь, что численные расчеты кондактанса при нулевом напряжении, выполненные в работе [11] (см. рис.4 этой работы для $Z = 0$, $T/T_c = 0.2$), хорошо ложатся на линейную зависимость от контактной поляризации, предложенную в [4] (пунктирная линия на нашем рис.2). Отсюда следует, что вычисления работы [11] также дают заниженные значения контактной поляризации, оцененные по кондактансу при нулевом напряжении.

Таким образом, в данной работе построена последовательная квазиклассическая теория андреевского отражения в F/S наноконтактах. Она позволяет, в частности, сделать корректные оценки для парамет-

ра поляризации зоны проводимости ферромагнетика δ , через который выражаются поляризация плотности состояний P_{DOS} , туннельная, P_T , и контактная, P_c , поляризации. Наш анализ экспериментов по андреевской спектроскопии приводит к значениям P_c , систематически бóльшим по сравнению со сделанными ранее.

Авторы выражают благодарность Г.Б. Тейтельбауму за обсуждение полученных результатов. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант # 00-02-16328 и УРФИ, грант # УР.01.01.061.

-
1. А. Ф. Андреев, ЖЭТФ **46**, 1823 (1964).
 2. G. E. Blonder, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. **B25**, 4515 (1982).
 3. M. J. M. de Jong and C. W. J. Beenakker, Rhys. Rev. Lett. **74**, 1657 (1995).
 4. R. J. Soulen, J. M. Byers, M. S. Osofsky et al., Science **282**, 85 (1998); J. Appl. Phys. **85**, 4589 (1999).
 5. S. K. Upadhyay, A. Palanisami, R. N. Louie, and R. A. Buhrman, Rhys. Rev. Lett. **81**, 3247 (1998).
 6. B. Nadgorny, R. J. Soulen, M. S. Osofsky et al., Rhys. Rev. **B61**, 3788(R) (2000).
 7. Y. Ji, G. J. Strijkers, F. Y. Yang et al., Rhys. Rev. Lett. **86**, 5585 (2001).
 8. G. J. Strijkers, Y. Ji, F. Y. Yang, and C. L. Chien, Phys. Rev. **B63**, 104510 (2001).
 9. S. Kashiwaya, Y. Tanaka, N. Yoshida, and M. R. Beasley, Phys. Rev. **B60**, 3572 (1999).
 10. A. A. Golubov, Physica **C326-327**, 46 (1999).
 11. K. Kikuchi, H. Imamura, S. Takanashi, and S. Maekawa, Phys. Rev. **B65**, 20508 (2001).
 12. A. I. Larkin and Yu. N. Ovchinnikov, J. Low Temp. Phys. **10**, 401 (1973).
 13. А. В. Зайцев, ЖЭТФ **86**, 1742 (1984).
 14. L. R. Tagirov, B. P. Vodopyanov, and K. B. Efetov, Phys. Rev. **B65**, 214419 (2002).
 15. N. Garcia, M. Munoz, and Y.-W. Zhao, Rhys. Rev. Lett. **82**, 2923 (1999); **83**, 2030 (1999).