

## Осцилляции температуры сверхпроводящего перехода в бислоях сильный ферромагнетик – сверхпроводник

Б. П. Водопьянов<sup>+,\*</sup>, Л. Р. Тагиров<sup>+,\*</sup>

<sup>+</sup>Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского РАН, 420029 Казань, Россия

<sup>\*</sup>Казанский госуниверситет, 420008 Казань, Россия

Поступила в редакцию 22 сентября 2003 г.

На основе выведенных граничных условий для квазиклассических функций Грина вычислена температура сверхпроводящего перехода  $T_c$  бислоя чистый ферромагнетик – грязный сверхпроводник. Такая комбинация соответствует условиям большинства экспериментов, в которых использовались Fe, Ni, Co или Gd в качестве материала ферромагнитного слоя. Показано, что  $T_c$  осциллирует с изменением толщины ферромагнитного слоя, что согласуется с экспериментальными наблюдениями.

PACS: 74.50.+r, 74.80.Dm, 75.30.Et

Контакты и слоистые системы сверхпроводник-ферромагнетик интересны как с точки зрения реализации в них неоднородного спаривания типа Ларкина–Овчинникова–Фульде–Феррела (ЛОФФ) [1, 2], так и в качестве основной комбинации материалов для конструирования пи-контактов [3] и сверхпроводящих логических цепей на их основе [4, 5]. Неоднородное спаривание в ферромагнетике проявляется в осцилляциях температуры сверхпроводящего перехода [6–9], туннельной плотности состояний [10] и джозефсоновского тока [11–13] в би- и мультислоях ферромагнетик/сверхпроводник (F/S). Хотя сценарий ЛОФФ может считаться доказанным в контактах сверхпроводников со слабыми ферромагнетиками – ферромагнитными сплавами с низкой температурой магнитного упорядочения (100 К и ниже) [5, 10–13] – для контактов сверхпроводников с сильными ферромагнетиками (Fe, Co, Ni, Gd) вопрос остается открытым. На настоящий момент имеются вычисления туннельной плотности состояний [14, 15] и температуры сверхпроводящего перехода в F/S бислоях [15], которые не предсказывают осцилляций указанных величин как функции толщины ферромагнитного слоя, если ферромагнетик чистый. Под чистым ферромагнетиком понимается материал, в котором длина волны осцилляций парной волновой функции мала по сравнению с объемной длиной свободного пробега электронов проводимости. Таким образом, возникает серьезный вопрос, как получить информацию о характере парных корреляций в сильном ферромагнетике, если корреляции ЛОФФ-типа не проявляют себя в осцилляционных явлениях, а джозефсоновский пи-контакт почти невозможно сделать, так как надо

работать с толщинами в диапазоне 2–5 монослоев ферромагнитного металла. В настоящей статье мы покажем, что температура сверхпроводящего перехода в бислоевой системе чистый ферромагнетик – сверхпроводник осциллирует с изменением толщины ферромагнитного слоя.

**1. Граничные условия для бислоя чистый ферромагнетик – грязный сверхпроводник.** В предыдущей статье [16] нами были выведены квазиклассические уравнения сверхпроводимости для металлов с расщепленной по спину зоной проводимости:

$$\begin{aligned} \text{sign}(\hat{p}_{xj}) \frac{\partial}{\partial x} \hat{g} + \frac{1}{2} \mathbf{v}_{\parallel} \frac{\partial}{\partial \rho} (\hat{v}_{xj}^{-1} \hat{g} + \hat{g} \hat{v}_{xj}^{-1}) + [\hat{K}, \hat{g}]_- &= 0, \\ \text{sign}(\hat{p}_{xj}) \frac{\partial}{\partial x} \hat{\Upsilon} + \frac{1}{2} \mathbf{v}_{\parallel} \frac{\partial}{\partial \rho} (\hat{v}_{xj}^{-1} \hat{\Upsilon} - \hat{\Upsilon} \hat{v}_{xj}^{-1}) + [\hat{K}, \hat{\Upsilon}]_+ &= 0, \\ \hat{K} &= -i \hat{v}_{xj}^{-\frac{1}{2}} (i \varepsilon_n \hat{\tau}_z + \hat{\Delta} - \hat{\Sigma}) \hat{v}_{xj}^{-\frac{1}{2}} - i (\hat{p}_{xj} - \hat{\tau}_x \hat{p}_{xj} \hat{\tau}_x) / 2, \\ [a, b]_{\pm} &= ab \pm ba. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $\varepsilon_n = (2n + 1)\pi T$  – мацубаровская частота,  $\alpha = (\uparrow, \downarrow)$  – спиновый индекс,  $\hat{\tau}_\alpha$  – матрицы Паули,  $\hat{g}$  и  $\hat{\Upsilon}$  – квазиклассические функции Грина (ФГ) сверхпроводника (S) и ферромагнетика (F), имеющие следующую структуру:

$$\hat{g} = \begin{pmatrix} g_{\alpha\alpha} & f_{\alpha-\alpha} \\ -\bar{f}_{-\alpha\alpha} & \bar{g}_{-\alpha-\alpha} \end{pmatrix}, \quad \hat{g} = \begin{cases} \hat{g} > & \hat{p}_{xj} > 0, \\ \hat{g} < & \hat{p}_{xj} < 0. \end{cases} \quad (2)$$

Индекс  $j = 1, 2$  обозначает металлы, расположенные слева (справа) от границы F/S, которой является плоскость  $x = 0$ . Будем считать, что ферромагнитная пленка толщиной  $d^F$  расположена слева, а сверхпроводящая – толщиной  $d^S > l^S$  – справа от границы ( $l^S$  – длина свободного пробега в сверхпроводнике),

$\hat{\Delta}$  и  $\hat{p}_{xj}$  – матрицы параметра порядка и компоненты импульса электронов проводимости, перпендикулярные плоскости контакта:

$$\hat{\Delta} = \begin{pmatrix} 0 & \Delta \\ -\Delta^* & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{p}_x = \begin{pmatrix} p_{x\alpha} & 0 \\ 0 & p_{x(-\alpha)} \end{pmatrix},$$

$\hat{\Sigma}$  – примесная собственно-энергетическая часть [16, 17]:

$$\hat{\Sigma}^F = -ic|u|^2 \int \frac{d\mathbf{p}_{\parallel}}{(2\pi)^2} (\hat{v}_x)^{-\frac{1}{2}} \hat{g}^F (\hat{v}_x)^{-\frac{1}{2}},$$

$$\hat{\Sigma}^S = -i \frac{1}{2\tau^S} \langle \hat{g}^S \rangle, \quad \frac{1}{\tau^S} = c|u|^2 \frac{m p^S}{\pi}.$$

Здесь  $\mathbf{p}_{\parallel}$  – проекция импульса электрона на плоскость контакта,  $p^S$  – фермиевский импульс сверхпроводника,  $u$  – потенциал взаимодействия электрона с атомами примеси,  $c$  – концентрация примесей,  $\tau^S$  – время свободного пробега электрона в сверхпроводнике, а угловыми скобками обозначено интегрирование по полному телесному углу:  $\langle \dots \rangle = \oint d\Omega/4\pi$ .

Граничные условия (ГУ) к уравнениям (1) на границе F/S при зеркальном законе отражения электронов имеют следующий вид [16]:

$$\hat{g}_a^+ \hat{b}_1 + \hat{b}_2 \hat{g}_a^+ + \hat{g}_a^- \hat{b}_3 + \hat{b}_4 \hat{g}_a^- = \hat{b}_3 - \hat{b}_4, \quad (3)$$

$$\hat{g}_a^- \hat{b}_1 + \hat{b}_2 \hat{g}_a^- + \hat{g}_a^+ \hat{b}_3 + \hat{b}_4 \hat{g}_a^+ = \hat{b}_1 - \hat{b}_2.$$

Матрицы  $\hat{b}_i$  равны:

$$\hat{b}_1 = \hat{\Upsilon}_s^+ \hat{g}_s^- + \hat{\Upsilon}_s^- \hat{g}_s^+, \quad \hat{b}_2 = \hat{g}_s^+ \hat{\Upsilon}_s^- + \hat{g}_s^- \hat{\Upsilon}_s^+, \quad (4)$$

$$\hat{b}_3 = \hat{\Upsilon}_s^+ \hat{g}_s^+ + \hat{\Upsilon}_s^- \hat{g}_s^-, \quad \hat{b}_4 = \hat{g}_s^+ \hat{\Upsilon}_s^+ + \hat{g}_s^- \hat{\Upsilon}_s^-.$$

В уравнениях (3) и (4)  $\hat{g}_{a(s)}^{\pm} = 1/2 [\hat{g}_{a(s)}^S \pm \hat{g}_{a(s)}^F]$ , где  $\hat{g}_{a(s)}$  и  $\hat{\Upsilon}_{a(s)}$  – симметричные ( $s$ ) и антисимметричные ( $a$ ) по переменной  $p_{xj}$  матрицы:

$$\hat{g}_{s(a)}^{\pm} = 1/2 [\hat{g}_{>}^{\pm} \pm \hat{g}_{<}^{\pm}], \quad \hat{\Upsilon}_{s(a)}^{\pm} = 1/2 [\hat{\Upsilon}_{>}^{\pm} \pm \hat{\Upsilon}_{<}^{\pm}], \quad (5)$$

$$\hat{g}_{>}^S = e^{i\hat{\vartheta}_{rd}} \hat{g}_{>}^S e^{-i\hat{\vartheta}_{rd}}, \quad \hat{g}_{<}^S = e^{-i\hat{\vartheta}_{rd}} \hat{g}_{<}^S e^{i\hat{\vartheta}_{rd}},$$

$$\hat{\Upsilon}_{>}^S = e^{i\hat{\vartheta}_{rd}} \hat{\Upsilon}_{>}^S e^{i\hat{\vartheta}_{rd}}, \quad \hat{\Upsilon}_{<}^S = e^{-i\hat{\vartheta}_{rd}} \hat{\Upsilon}_{<}^S e^{-i\hat{\vartheta}_{rd}},$$

$$\hat{\vartheta}_{rd} = \frac{\hat{\vartheta}_r}{2} - \hat{\vartheta}_d,$$

$\hat{\vartheta}_r$  и  $\hat{\vartheta}_d$  – фазы амплитуд рассеяния на F/S границе.

Явный вид матриц  $\hat{g}_s^{\pm}$  дан в [16]. Для нахождения ГУ для квазиклассических ФГ на границе сильный ферромагнетик – грязный сверхпроводник надо найти решения уравнений (1) для каждого из металлов.

Вблизи  $T_c$ , в линейном приближении по параметру порядка, матрицы  $\hat{g}^{S(F)}$  можно взять в виде

$$\hat{g}^{S(F)} = \frac{\varepsilon_n}{|\varepsilon_n|} \hat{\tau}_z + \hat{f}^{S(F)}, \quad \hat{f}^{S(F)} = \begin{pmatrix} 0 & f_{\uparrow\downarrow}^{S(F)} \\ -\hat{f}_{\downarrow\uparrow}^{S(F)} & 0 \end{pmatrix},$$

тогда уравнение (1) для сверхпроводника однородного в плоскости контакта примет следующий вид:

$$\text{sign}(p_x^S) \frac{\varepsilon_n}{|\varepsilon_n|} \hat{\tau}_z l_x^S \frac{\partial}{\partial x} \hat{f}^S + \lambda^S \hat{f}^S = \langle \hat{f}^S \rangle - 2i\tau^S \hat{\Delta},$$

$$\lambda^S = 1 + 2|\varepsilon_n| \tau^S. \quad (6)$$

Здесь  $l_x^S = |v_x^S| \tau^S$  – длина свободного пробега электрона в направлении перпендикулярном плоскости контакта. Переходя к симметричным  $\hat{f}_s^S$  и антисимметричным  $\hat{f}_a^S$  ФГ по формулам (5), получим следующие уравнения для нахождения  $\hat{f}_s^S$  и  $\hat{f}_a^S$ :

$$l_x^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \hat{f}_s^S - (\lambda^S)^2 \hat{f}_s^S + \lambda^S \langle \hat{f}_s^S \rangle = 2i \lambda^S \tau^S \hat{\Delta},$$

$$l_x \frac{\partial \hat{f}_s^S}{\partial x} = -\lambda^S \text{sign}(\varepsilon_n) \hat{\tau}_z \hat{f}_a^S. \quad (7)$$

Аналогично получаем уравнения для нахождения квазиклассических ФГ ферромагнетика  $\hat{f}_s^F$  и  $\hat{f}_a^F$ :

$$\left( \frac{2l_{x\uparrow} l_{x\downarrow}}{l_{x\uparrow} + l_{x\downarrow}} \right)^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \hat{f}_s^F - (\lambda^F)^2 \hat{f}_s^F =$$

$$= -2 \frac{\sqrt{v_{x\uparrow} v_{x\downarrow}}}{l_{x\uparrow} + l_{x\downarrow}} \tau_{\uparrow\downarrow} \lambda^F \langle \frac{1}{\tau_{\uparrow\downarrow}} \hat{f}_s^F \rangle,$$

$$\hat{f}_a^F = -\text{sign}(\varepsilon_n) \frac{2l_{x\uparrow} l_{x\downarrow}}{\lambda^F (l_{x\uparrow} + l_{x\downarrow})} \hat{\tau}_z \frac{\partial}{\partial x} \hat{f}_s^F, \quad (8)$$

$$\lambda^F = 1 + \frac{2\tau_{\uparrow}\tau_{\downarrow}(v_{x\uparrow} + v_{x\downarrow})}{l_{x\uparrow} + l_{x\downarrow}} |\varepsilon_n| - i \frac{2l_{x\uparrow} l_{x\downarrow}}{l_{x\uparrow} + l_{x\downarrow}} (p_{x\uparrow} - p_{x\downarrow}) \frac{\varepsilon_n}{|\varepsilon_n|},$$

$$\langle \frac{1}{\tau_{\uparrow\downarrow}} \hat{f}_s^F \rangle = c|u|^2 \int \frac{d\mathbf{p}_{\parallel}}{(2\pi)^2} \frac{1}{\sqrt{v_{x\uparrow} v_{x\downarrow}}} \hat{f}_s^F.$$

Здесь  $l_{x\alpha} = |v_{x\alpha}^F| \tau_{\alpha}^F$ ,  $\tau_{\alpha}^F$  – время свободного пробега электрона в соответствующей спиновой подзоне проводимости ферромагнетика. В уравнении (8) и ниже физические величины с индексом  $\alpha = (\uparrow, \downarrow)$  относятся к ферромагнетикам. Интегрирование по углам в (8) надо проводить с учетом зеркального отражения электронов от границы:

$$p_{\parallel} = p_{\downarrow} \sin \theta_{\downarrow} = p_{\uparrow} \sin \theta_{\uparrow} = p^S \sin \theta^S. \quad (9)$$

В уравнении (9)  $p_{\uparrow}$  и  $p_{\downarrow}$  – фермиевские импульсы в спиновых подзонах ферромагнетика.

Решение уравнения (6) для полубесконечного образца с граничным условием  $\hat{f}_a^S(x \rightarrow \infty) = 0$  есть

$$\hat{f}_s^S(x) = \text{sign}(\varepsilon_n) \hat{\tau}_z \hat{f}_a^S(x) + \frac{1}{l_x^S} \int_x^\infty d\xi e^{-\frac{\lambda^S(\xi-x)}{l_x^S}} [\langle \hat{f}_s^S(\xi) \rangle - 2i\tau^S \hat{\Delta}(\xi)]. \quad (10)$$

В уравнении (10) подынтегральная функция изменяется на расстоянии порядка  $\xi_T^S = (D^S/2\pi T)^{1/2} \gg l_x^S$ , где  $D^S = v^S l_x^S/3$  – коэффициент диффузии электронов в сверхпроводнике. Разлагая и вынося его из-под знака интеграла в точке  $\xi = x$ , находим

$$\hat{f}_s^S(x) = \frac{\varepsilon_n}{|\varepsilon_n|} \hat{\tau}_z \hat{f}_a^S(x) + \frac{1}{\lambda^S} \left(1 + \frac{l_x^S}{\lambda^S} \frac{d}{dx}\right) \langle \hat{f}_s^S(x) \rangle. \quad (11)$$

Ниже, для определенности, считаем, что  $p_\uparrow > p_\downarrow$ . Решение уравнения (8) для ферромагнетика будем искать в виде

$$\hat{f}_s^F(x) = C^F(\theta_\downarrow) \cosh[\kappa^F(\theta_\downarrow)(x + d^F)], \quad (12)$$

где

$$\kappa^F(\theta_\downarrow) = \kappa_1^F(\theta_\downarrow) + i \text{sign}(\varepsilon_n) \kappa_2^F(\theta_\downarrow),$$

$$\kappa_1^F(\theta_\downarrow) = (1 - \eta_1) \frac{l_{x\uparrow} + l_{x\downarrow}}{2l_{x\uparrow}l_{x\downarrow}} + \frac{v_{x\uparrow} + v_{x\downarrow}}{2v_{x\uparrow}v_{x\downarrow}} |\varepsilon_n|, \quad (13)$$

$$\kappa_2^F(\theta_\downarrow) = |p_{x\uparrow} - p_{x\downarrow}| + \eta_2 \frac{l_\uparrow + l_\downarrow}{l_\uparrow l_\downarrow}.$$

В уравнении (13) величины  $\eta_1$  и  $\eta_2$  не зависят от углов  $\theta_\uparrow, \theta_\downarrow$ . Подставляя решение (12) в уравнение (8), получаем интегральное уравнение для нахождения констант  $\eta_1$  и  $\eta_2$ :

$$l_\uparrow \frac{p_\downarrow}{p_\uparrow} \int_0^{\pi/2} d\theta_\downarrow \frac{\sin(2\theta_\downarrow) \lambda^F(l_{x\uparrow} + l_{x\downarrow})}{(\lambda^F)^2(l_{x\uparrow} + l_{x\downarrow})^2 - (2l_{x\uparrow}l_{x\downarrow})^2(\kappa^F)^2} = 1.$$

Для ферромагнетика с большим расщеплением спиновых подзон, с точностью до членов порядка  $(p_\uparrow l_\uparrow)^{-1} \ll 1$ , решение этого уравнения имеет вид

$$\eta_1 = \frac{l_\uparrow p_\downarrow}{2p_\uparrow} \int_0^{\pi/2} d\theta_\downarrow \frac{\sin(2\theta_\downarrow)}{l_{x\uparrow} + l_{x\downarrow}}, \quad \eta_2 = 0. \quad (14)$$

Теперь выразим  $\hat{f}_s^F(x)$  через  $\hat{f}_a^F(x)$  при  $x = 0$ :

$$\hat{f}_s^F(0) = -\frac{\varepsilon_n}{|\varepsilon_n|} \frac{\lambda^F(l_{x\uparrow} + l_{x\downarrow})}{2l_{x\uparrow}l_{x\downarrow}\kappa^F \tanh(\kappa^F d^F)} \hat{\tau}_z \hat{f}_a^F(0), \quad (15)$$

составим из  $\hat{f}_s^S(x)$  (11) и  $\hat{f}_s^F(x)$  (15) комбинации  $\hat{f}_s^\pm$  при  $x = 0$  и, подставив их в систему ГУ (3), найдем  $\hat{f}_a^S(0)$  и  $\hat{f}_a^F(0)$ :

$$\hat{f}_a^S(0) = -\text{sign}(\varepsilon_n) \hat{\tau}_z B \frac{1}{\lambda^S} \left(1 + \frac{l_x^S}{\lambda^S} \frac{d}{dx}\right) \langle \hat{f}_s^S(x) \rangle,$$

$$\hat{f}_a^F(0) = -2 \frac{\varepsilon_n}{|\varepsilon_n|} \frac{\sqrt{D_\uparrow D_\downarrow}}{\Gamma} \frac{1}{\lambda^S} \hat{\tau}_z \left(1 + \frac{l_x^S}{\lambda^S} \frac{d}{dx}\right) \langle \hat{f}_s^S(x) \rangle, ,$$

$$B = \frac{\Gamma^S}{\Gamma}, \quad \Gamma^S = D_\uparrow + D_\downarrow + (\sqrt{R_\uparrow} - \sqrt{R_\downarrow})^2 \nu^F,$$

$$\Gamma = 2[1 + \sqrt{R_\uparrow R_\downarrow} + (1 - \sqrt{R_\uparrow R_\downarrow}) \nu^F],$$

$$\nu^F = \frac{\lambda^F(l_{x\uparrow} + l_{x\downarrow})}{2l_{x\uparrow}l_{x\downarrow}\kappa^F \tanh(\kappa^F d^F)}. \quad (16)$$

Здесь  $D_\alpha = 1 - R_\alpha$  – квантовомеханический коэффициент прохождения электрона с проекцией спина  $\alpha$  через F/S границу. При решении системы ГУ (3) мы пренебрегли спиновой зависимостью фаз амплитуд рассеяния.

В работе [18] было отмечено, что на расстояниях порядка импульсной длины пробега  $-l^S$  от границы, когда слагаемыми, пропорциональными  $\varepsilon_n$  и  $\hat{\Delta}$ , можно пренебречь, величина

$$\langle \cos(\theta^S) \hat{f}_s^S \rangle = \frac{1}{2} \int_0^{\pi/2} d\theta^S \sin(2\theta^S) \hat{f}_a^S = \hat{C}^S \quad (17)$$

постоянна. Константу  $\hat{C}^S$  найдем так же, как это сделано в работе [18], подставив в (17) вместо  $\Phi\Gamma \hat{f}_a^S$  величину  $[-\hat{\tau}_z \text{sign}(\varepsilon_n) l_x^S (d/dx) \langle \hat{f}_s^S \rangle]$ , соответствующую решению уравнений Узаделя [19] для грязного сверхпроводника вдали от границы. В результате получим:

$$\hat{C}^S = -\hat{\tau}_z \text{sign}(\varepsilon_n) \frac{1}{3} l^S \frac{d}{dx} \langle \hat{f}_s^S \rangle. \quad (18)$$

Теперь, вычисляя константу  $\hat{C}^S$  еще раз с  $\Phi\Gamma \hat{f}_a^S(0)$  из уравнения (16), получаем ГУ для  $\Phi\Gamma \hat{F}_s^S(x) = \langle \hat{f}_s^S \rangle$  на границе сильный ферромагнетик – грязный сверхпроводник:

$$l^S \frac{d}{dx} \hat{F}_s^S(x) = \gamma \hat{F}_s^S(x), \quad \gamma_1 = \frac{3}{2} \int_0^\varphi d\theta^S \sin(2\theta^S) B,$$

$$\gamma = \frac{\gamma_1}{1 - \gamma_2}, \quad \gamma_2 = \frac{3}{2} \int_0^\varphi d\theta^S \sin(2\theta^S) \cos \theta^S B. \quad (19)$$

Верхний предел интеграла в уравнении (19) зависит от соотношений между импульсами Ферми контактирующих металлов и определяется из условия зеркального отражения (9). Так при  $p^S < p_\downarrow$ ,  $\varphi = \pi/2$ .

Величина  $B$  определена в (16) и является функцией углов  $\theta_\downarrow$  и  $\theta^S$ , связанных соотношением (9). Полученное граничное условие справедливо при произвольной прозрачности границы.

**2. Вычисление критической температуры бислоя F/S.** Для вычисления  $T_c$  бислоя надо решить уравнения Узаледа в окрестности критической температуры сверхпроводника:

$$D \frac{d^2}{dx^2} \hat{F}_s^S - 2|\varepsilon_n| \hat{F}_s^S = 2i \hat{\Delta} \quad (20)$$

с ГУ (19). Задача легко решается с помощью одномерного приближения, предложенного в работе [20]:

$$\hat{F}_s^S = - \frac{2i \hat{\Delta}}{|\varepsilon_n| + D(\kappa^S)^2}, \quad \hat{\Delta} = \hat{\Delta}_0 \cos[\kappa^S(x - d^S)], \quad (21)$$

где  $\kappa^S$  определяется из ГУ (19):

$$l^S \kappa^S \tan(\kappa^S d^S) = \gamma. \quad (22)$$

Подставляя (21) в уравнение самосогласования

$$\hat{\Delta} \ln(t_c) = \pi T \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left( i \hat{F}_s^S - \frac{\hat{\Delta}}{|\varepsilon_n|} \right); \quad t_c = \frac{T_c}{T_{c0}},$$

получаем уравнение для нахождения критической температуры бислоя чистый ферромагнетик – грязный сверхпроводник:

$$\ln(t_c) = \Psi\left(\frac{1}{2}\right) - \operatorname{Re} \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{D^S(\kappa^S)^2}{4\pi T_{c0} t_c}\right). \quad (23)$$

**3. Результаты и обсуждение.** При решении уравнения (23), как и в предыдущей работе [16], мы зафиксируем фермиевский импульс сверхпроводника соотношением  $(p^S)^2 = [(p_\uparrow)^2 + (p_\downarrow)^2]/2$ , а для вычисления коэффициентов прохождения  $D_\alpha$  используем модельные выражения, применимые для непосредственного контакта между двумя металлами (формулы (22) в [16]).

Результаты расчета для набора параметров  $\delta = = p_\downarrow/p_\uparrow = 0.65$ ,  $p_\uparrow l_\uparrow = 40.0$ ,  $l_\downarrow/l_\uparrow = 2.5$ ,  $\xi^S/\xi_{BCS}^S = = 0.25$  ( $\xi^S$  равна  $\xi_T^S$  при температуре  $T = T_{c0}$ ) приведены на рис.1. Параметры примерно соответствуют контакту никеля и ниобия или ванадия. Из рисунка видно, что критическая температура бислоя испытывает затухающие осцилляции с ростом толщины ферромагнитного слоя, как это наблюдалось в экспериментах [6–9]. Когда сверхпроводник становится достаточно тонким, возможно возвратное поведение  $T_c$  (нижняя сплошная кривая на рис.1), которое также наблюдалось в эксперименте [21]. Результаты

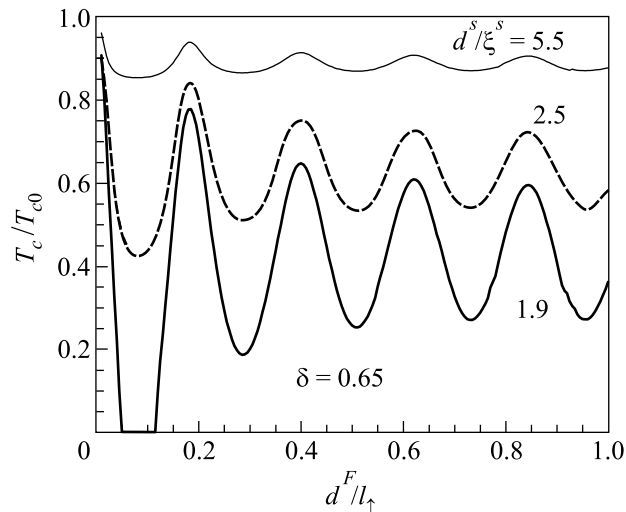


Рис.1. Зависимость температуры сверхпроводящего перехода S/F бислоя от толщины ферромагнитного слоя при  $\delta = 0.65$ . Значения других физических параметров даны в тексте

другого расчета для параметра спинового расщепления зоны проводимости  $\delta = 0.55$ , что примерно соответствует кобальту, приведены на рис.2. Из сравнения с предыдущим рисунком видно, что степень подавления сверхпроводящей  $T_c$  в контакте с более

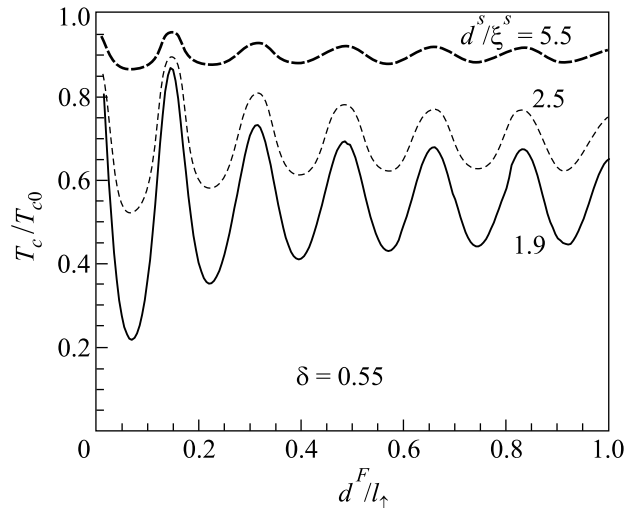


Рис.2. Зависимость температуры сверхпроводящего перехода S/F бислоя от толщины ферромагнитного слоя при  $\delta = 0.55$ . Значения других физических параметров такие же, как для рис.1

сильным (с меньшим значением  $\delta$ ) ферромагнетиком оказывается меньшей, что на первый взгляд нелогично. На самом деле, с ростом поляризации зоны проводимости прозрачность S/F границы уменьшается из-за растущего рассогласования фермиевских импульсов сверхпроводника и спиновых подзон фер-

ромагнетика. Растущая при этом изоляция F и S слоев доминирует над усиливающимся распаривающим влиянием обменного поля. Такой сценарий был реализован экспериментально в бислоях  $\text{Fe}_x\text{V}_{1-x}/\text{V}$  [22]. При увеличении концентрации  $x$  железа в ферромагнитном сплаве  $\text{Fe}_x\text{V}_{1-x}$  наблюдалось немонотонное поведение температуры сверхпроводящего перехода в бислое с фиксированной толщиной сверхпроводящего слоя ванадия. Слой чистого железа подавлял  $T_c$  слабее сплава с  $x \sim 0.6$ . Настоящая работа подводит теоретическую базу под интенсивное обсуждение влияния спинового расщепления зоны проводимости на прозрачность S/F границы [9, 21–23]. Результаты нашего расчета не противоречат выводам работы [15]: рис.1 и 2 показывают, что при малом подавлении  $T_c$ , когда  $T_{c0} - T_c \ll T_{c0}$  и  $d^F > l_{\uparrow}$ , амплитуда осцилляций  $T_c$  существенно меньше асимптотического значения величины подавления,  $T_{c0} - T_c(d^F \rightarrow \infty)$ . Таким образом, осцилляции оказываются за пределами приближения, принятого в [15]. Интересно отметить, что с уменьшением длины свободного пробега электронов в ферромагнетике декремент затухания осцилляций не увеличивается, как это можно было бы ожидать, а уменьшается, по крайней мере на малых толщинах  $d^F$ . Такое парадоксальное поведение объясняется тем, что эффект исключения наклонных траекторий движения электронов, путь которых в ферромагнитной пленке превышает длину пробега, доминирует. По мере приближения длины пробега к толщине пленки конус траекторий, интерференция которых приводит к геометрическим осцилляциям  $T_c$ , сужается вокруг нормали к границе, и решение постепенно превращается в одномодовое [23]. В определенном диапазоне толщин эффект “схлопывания” конуса и уменьшения разброса длин путей интерферирующих волн доминирует над увеличением их затухания.

В заключение подытожим, что в настоящей работе мы построили последовательную теорию эффекта близости сильный ферромагнетик – грязный сверхпроводник и дали принципиальный ответ на вопрос, осциллирует ли температура сверхпроводящего перехода как функция толщины ферромагнитного слоя. Ответ утвердительный – да, осциллирует, и возможно возвратное поведение сверхпроводящей  $T_c$  при изменении толщины ферромагнитного слоя. Влияние спинового расщепления на прозрачность F/S границы и, следовательно, на осцилляции критической температуры включено в расчет в явном виде и согласуется с данными экспериментов. Для конкретного сравнения с экспериментом необходимо знать много входящих в теорию физических параметров, часть из которых должна определяться в результате допол-

нительными измерениями на бислоях или пилотных пленках, приготовленных одновременно с бислоями в идентичных условиях. Такие полные эксперименты нам пока неизвестны.

Авторы выражают благодарность Г. Б. Тейтельбауму за обсуждение полученных результатов. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант # 03-02-17432, и программой Университеты России – фундаментальные исследования, грант # УР.01.01.061.

1. А. И. Ларкин, Ю. Н. Овчинников, *ЖЭТФ* **47**, 1136 (1964).
2. P. Fulde and R. A. Ferrel, *Phys. Rev.* **135**, 1550 (1964).
3. Z. Radovic, M. Ledvij, L. Dobrosavljevic-Grujic et al., *Phys. Rev.* **B44**, 759 (1991).
4. L. R. Tagirov, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2058 (1999).
5. V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. V. Veretennikov, and A. Yu. Rusanov, *Phys. Rev.* **B65**, R020501 (2001).
6. J. S. Jiang, D. Davidovic, D. H. Reich, and C. L. Chien, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 314 (1995).
7. Th. Mühge, N. N. Garifyanov, Yu. V. Goryunov et al., *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1857 (1996).
8. Y. Obi, M. Ikebe, T. Kubo, and H. Fujimori, *Physica* **C317-318**, 149 (1999).
9. L. Lazar, K. Westerholt, H. Zabel et al., *Phys. Rev.* **B61**, 3711 (2000).
10. T. Kontos, M. Aprili, J. Lesueur, and X. Gison, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 304 (2001).
11. V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. Yu. Rusanov et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2427 (2001).
12. T. Kontos, M. Aprili, J. Lesueur et al., *Phys. Rev. Lett.* **89**, 137007 (2002).
13. Y. Blum, A. Tsukernik, M. Karpovski, and A. Palevski, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 187004 (2002).
14. I. Baladie and A. I. Buzdin, *Phys. Rev.* **B64**, 224514 (2001).
15. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, *Phys. Rev.* **B65**, 134505 (2002).
16. Б. П. Водопьянов, Л. Р. Тагиров, *Письма в ЖЭТФ* **77**, 153 (2003). [*JETP Lett.* **77**, 126 (2003)].
17. A. I. Larkin and Yu. N. Ovchinnikov, *J. Low Temp. Phys.* **10**, 401 (1973).
18. М. Ю. Куприянов, В. Ф. Лукичев, *ЖЭТФ* **94**, 139 (1988).
19. K. D. Usadel, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 507 (1970).
20. Z. Radović, L. Dobrosavljević-Grujić, A. I. Buzdin, and J. R. Clem, *Phys. Rev.* **B38**, 2388 (1988).
21. I. A. Garifullin, D. A. Tikhonov, N. N. Garifyanov et al., *Phys. Rev.* **B66**, 20505(R) (2002).
22. J. Aarts, J. M. E. Geers, E. Bruck et al., *Phys. Rev.* **B56**, 2779 (1997).
23. L. R. Tagirov, *Physica* **C307**, 145 (1998).