

Сверхпроводящее зондирование электронных корреляций и обменного поля на основе эффекта близости вnanoструктурах F/S

М. Г. Хусаинов¹⁾, М. М. Хусаинов, Н. М. Иванов, Ю. Н. Прошин

Казанский государственный технический университет, 420111 Казань, Россия

Казанский государственный университет, 420008 Казань, Россия

Поступила в редакцию 9 июня 2009 г.

Исследованы эффект близости и конкуренция между состояниями БКШ и ЛОФФ в куперовском пре-деле для тонких nanoструктур F/S и F/S/F, где F – ферромагнетик, а S – сверхпроводник. Для бислоев F/S и трислоев F/S/F выведены зависимости критической температуры от обменного поля I , электронных корреляций λ_f и толщины d_f слоя F. Кроме того, в трислоях F/S/F предсказаны два новых π -фазных сверхпроводящих состояния с электрон-электронным отталкиванием в F слоях. Двумерное (2D) состо-яние ЛОФФ в трислоях F/S/F возможно только при наличии слабого магнитного поля и подходящих параметрах слоев F и S. Дано объяснение отсутствия подавления 3D сверхпроводимости в короткопе-риодных сверхрешетках Gd/La и предсказана константа межэлектронного взаимодействия в гадолинии. Предложен метод зондирующей сверхпроводящей спектроскопии на основе эффекта близости для опре-деления симметрии параметра порядка, величины и знака электронных корреляций, обменного поля в различных наномагнетиках F.

PACS: 74.50.+r, 74.62.-c

Взаимная подстройка сверхпроводящих и маг-нитных состояний в nanoструктурах ферромагне-тик/сверхпроводник (F/S) порождает ряд новых не-тривиальных явлений, совместное наблюдение которых в однородных материалах зачастую попросту не-возможно (см. обзоры [1–4] и ссылки в них). Сю-да относятся немонотонная зависимость критичес-кой температуры T_c , электронной плотности состо-яний и тока Джозефсона от толщины d_f слоев F. Кроме того, в сверхрешетках F/S и трислоях S/F/S было теоретически предсказано и эксперименталь-но обнаружено явление π -фазной сверхпроводимости. Обнаруженное недавно отсутствие подавления трех-мерной (3D) сверхпроводимости в короткопериодных сверхрешетках Gd/La [5, 6] является вызовом для ны-нешней 1D теории эффекта близости [1–3, 7]. Обычно сверхпроводимость в nanoструктурах F/S имеет мес-то лишь, если толщина F слоев d_f много меньше тол-щины S слоев d_s . Именно так обстоит дело в сверхре-шетках Gd/Nb, Fe/V [1–4]. Однако в сверхрешетке Gd/La 3D сверхпроводимость не только имеет мес-то при $d_f > d_s$, но и возникает она при T_c , равной критической температуре массивного образца ланта-на [5, 6]. Это неожиданное явление требует создания нетривиальной 3D теории эффекта близости, учиты-вающей также межэлектронные взаимодействия, от-ветственные за сверхпроводимость не только в S сло-

ях, но и в F слоях. Ниже мы покажем, что 3D краевая задача для функций Эйленбергера в слоистых струк-турах F/S, полученная нами в предыдущей работе [8], способна не только объяснить феномен сверхре-шетки Gd/La, но и предсказать новый тип π -фазной сверхпроводимости в трислоях F/S/F и сверхрешет-ках F/S. Кроме того, мы предлагаем метод спект-роскопии на основе теории эффекта близости, позво-ляющий детектировать симметрию параметра поряд-ка и неизвестные электронные параметры наномаг-нетиков F в бислоях F/S и трислоях F/S/F, если хо-рошо изученный БКШ сверхпроводник S использо-вать в качестве зонда.

На основе краевой задачи [8] рассмотрим плос-кий двухслойный контакт (бислой) F/S между чистыми ферромагнетиком F ($-d_f < z < 0$) и сверх-проводником S ($0 < z < d_s$). Здесь и ниже ин-декс $s(f)$ обозначает принадлежность параметров и функций металлу S(F). Запишем уравнения самосо-гласования для параметра порядка $\Delta(\mathbf{q}, z)$ и диффе-ренциальные уравнения для функции Эйленбергера $\Phi(\mathbf{q}, z, \omega)$ отдельно для слоев F и S. Для S слоя имеем

$$\Delta_s(\mathbf{q}_s, z) = 2\lambda_s \pi T \operatorname{Re} \sum_{\omega > 0} \langle \Phi_s(\mathbf{p}, \mathbf{q}_s, z, \omega) \rangle; \quad (1)$$

$$\left[2\tilde{\omega}_s - v_{sz} \xi_{sz} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] \Phi_s(\mathbf{p}, \mathbf{q}_s, z, \omega) = 2\Delta_s(\mathbf{q}_s, z), \quad (2)$$

¹⁾e-mail: mgkh.kgtu@mail.ru

где $\lambda_{s(f)}$ – параметр межэлектронного взаимодействия, $\omega = \pi T(2n+1)$ – мацубаровская частота, штрих у знака суммы означает обрезание на дебаевской частоте ω_D , T – температура и далее всюду будем полагать $\hbar = k_B = \mu_B = 1$. Кроме того, $\mathbf{v}_{s(f)} = (\mathbf{v}_{s(f)\perp}, v_{s(f)z})$ – фермиевская скорость с ее проекциями, а для корреляционной длины ξ_{sz} и интегрирования по полному телесному углу сферы Ферми использованы следующие обозначения:

$$\xi_{sz} = \frac{v_{sz}}{2\tilde{\omega}_s}; \quad 2\tilde{\omega}_s = 2\omega + i\mathbf{q}_s \mathbf{v}_{s\perp}; \quad \langle \dots \rangle = \oint \frac{d\Omega_p}{4\pi} \dots \quad (3)$$

Аналогично для F слоя имеем

$$\Delta_f(\mathbf{q}_f, z) = 2\lambda_f \pi T \operatorname{Re} \sum'_{\omega > 0} \langle \Phi_f(\mathbf{p}, \mathbf{q}_f, z, \omega) \rangle; \quad (4)$$

$$\left[2\tilde{\omega}_f - v_{fz}\xi_{fz} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] \Phi_f(\mathbf{p}, \mathbf{q}_f, z, \omega) = 2\Delta_f(\mathbf{q}_f, z), \quad (5)$$

$$\xi_{fz} = \frac{v_{fz}}{2\tilde{\omega}_f}; \quad 2\tilde{\omega}_f = 2\omega + i(2I + \mathbf{q}_f \mathbf{v}_{f\perp}). \quad (6)$$

Здесь 2D компоненты импульса пар ЛОФФ [9,10] \mathbf{q}_f и \mathbf{q}_s описывают возможные осцилляции параметра порядка в $x - y$ плоскости F/S границы. Границные условия на плоской F/S границе $z = 0$, сохраняющей 2D проекцию фермиевского импульса \mathbf{p} , в случае идеальной прозрачности имеют вид [8]

$$\begin{aligned} \Phi_s(\mathbf{p}, \mathbf{q}_s, +0, \omega) &= \Phi_f(\mathbf{p}, \mathbf{q}_f, -0, \omega); \\ \xi_{sz} \frac{\partial \Phi_s(\mathbf{p}, \mathbf{q}_s, z, \omega)}{\partial z} \Big|_{z=+0} &= \xi_{fz} \frac{\partial \Phi_f(\mathbf{p}, \mathbf{q}_f, z, \omega)}{\partial z} \Big|_{z=-0}. \end{aligned} \quad (7)$$

Будем искать решения уравнений (2), (5) в соответствующих слоях в виде, исключающем потоки через внешние границы F/S контакта, то есть

$$\begin{aligned} \Phi_s(\mathbf{p}_s, \mathbf{q}_s, z, \omega) &= \frac{\Delta_{s0}}{\tilde{\omega}_s} + A \frac{\cosh[(z-d_s)/\xi_{sz}]}{\cosh(d_s/\xi_{sz})}, \\ \Phi_f(\mathbf{p}_f, \mathbf{q}_f, z, \omega) &= \frac{\Delta_{f0}}{\tilde{\omega}_f} + B \frac{\cosh[(z+d_f)/\xi_{fz}]}{\cosh(d_f/\xi_{fz})}. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь Δ_{s0} и Δ_{f0} – значения параметра порядка в изолированных пленках S и F. Подстановка решений (8) в граничные условия (7) приводит к системе алгебраических уравнений на параметры A и B . Взаимное влияние металлов F и S особенно значительно в куперовском пределе, когда их толщины малы, $d_{f(s)} \ll (\xi_{f(s)}, a_f)$, где $\xi_{f(s)} = v_{f(s)}/2\pi T$ – длина когерентности, а $a_f = v_f/2I$ – длина спиновой жесткости. В этом случае параметр порядка и функция Эйленбергера $\Phi(\mathbf{p}, \rho, z, \omega)$ практически постоянны вдоль оси z внутри слоев F и S, а пространственные изменения возможны только в плоскости F/S

границы ($\rho = \rho(x, y)$). Действительно, для тонкого F/S контакта в соответствии с (7) получаем

$$\begin{aligned} \Phi_s(\mathbf{p}, \mathbf{q}, \omega) &= \Phi_f(\mathbf{p}, \mathbf{q}, \omega) = \\ &= \frac{2c_s \Delta_{s0} + 2c_f \Delta_{f0}}{2\omega + ic_f(2I + \mathbf{q}_f \mathbf{v}_{f\perp}) + ic_s \mathbf{q}_s \mathbf{v}_{s\perp}}; \\ c_f &= \frac{d_f v_{sz}}{d_s v_{fz} + d_f v_{sz}}; \quad c_f + c_s = 1, \end{aligned} \quad (9)$$

где c_f и c_s – относительные веса слоев F и S, соответственно. Из (9) следует, что в силу эффекта близости происходит обобществление параметров порядка и спектра спаривающихся квазичастиц, то есть paramagnитного эффекта обменного поля и частично компенсирующего его эффекта 2D осцилляций функции Эйленбергера. Подставляя решения (9) в уравнения самосогласования (1), (4) и проводя суммирование по частоте ω , получаем уравнение для приведенной критической температуры $t = T_c/T_{cs}$ контакта F/S:

$$\begin{aligned} \ln t &= \frac{\langle c_f \rangle (\lambda_f - \lambda_s)}{\lambda_s [\langle c_s \rangle \lambda_s + \langle c_f \rangle \lambda_f]} + \Psi\left(\frac{1}{2}\right) - \\ &- \operatorname{Re} \left\langle \frac{c_s \lambda_s + c_f \lambda_f}{\langle c_s \rangle \lambda_s + \langle c_f \rangle \lambda_f} \times \right. \\ &\times \left. \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{ic_f(2I + \mathbf{q}_f \mathbf{v}_{f\perp}) + ic_s \mathbf{q}_s \mathbf{v}_{s\perp}}{4\pi T_{cs} t}\right)\right\rangle, \end{aligned} \quad (10)$$

где T_{cs} – критическая температура изолированного слоя S, а 2D импульсы пар ЛОФФ \mathbf{q}_f и \mathbf{q}_s для определенности будем считать одинаковыми ($\mathbf{q}_f = \mathbf{q}_s = \mathbf{q}$). В случае $q = 0$ реализуется состояние БКШ, тогда как при $q \neq 0$ имеет место состояние 2D ЛОФФ. Уравнение (10) применимо и при межэлектронном отталкивании в F слое ($\lambda_f < 0$), если, конечно, среднее по F/S контакту взаимодействие отвечает притяжению, то есть $\langle c_s \rangle \lambda_s + \langle c_f \rangle \lambda_f > 0$. В этом случае наведенный в F слое параметр порядка Δ_f будет отрицательным ($\Delta_f < 0$, см. также [11] и рис. 2b ниже).

Для металлов F и S с одинаковой электронной структурой ($\mathbf{v}_s = \mathbf{v}_f = \mathbf{v}_F$) относительные веса слоев не зависят от углов, то есть $\langle c_{f(s)} \rangle = c_{f(s)} = d_{f(s)}/(d_f + d_s)$, и уравнение (10) существенно упрощается:

$$\begin{aligned} \ln t &= \frac{c_f(\lambda_f - \lambda_s)}{\lambda_s(c_s \lambda_s + c_f \lambda_f)} + \\ &+ \Psi\left(\frac{1}{2}\right) - \operatorname{Re} \oint \frac{d\Omega_p}{4\pi} \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{i(2c_f I + \mathbf{q} \mathbf{v}_{F\perp})}{4\pi T_{cs} t}\right). \end{aligned} \quad (11)$$

Уравнения (10), (11) позволяют непрерывно управлять эффективным межэлектронным взаимодействием (первое слагаемое) и распаривающим фактором

(третье слагаемое) путем изменения толщины F слоя d_f . Оптимальная величина 2D импульса \mathbf{q} пар ЛОФФ находится из условия максимума T_c . Диаграмма состояний $T_c(d_f/d_s)$ с конкуренцией между состояниями БКШ и 2D ЛОФФ при различных значениях параметров λ_s и λ_f приведена на нижней панели рис.1. В соответствии с теорией Ландау фазовых переходо-

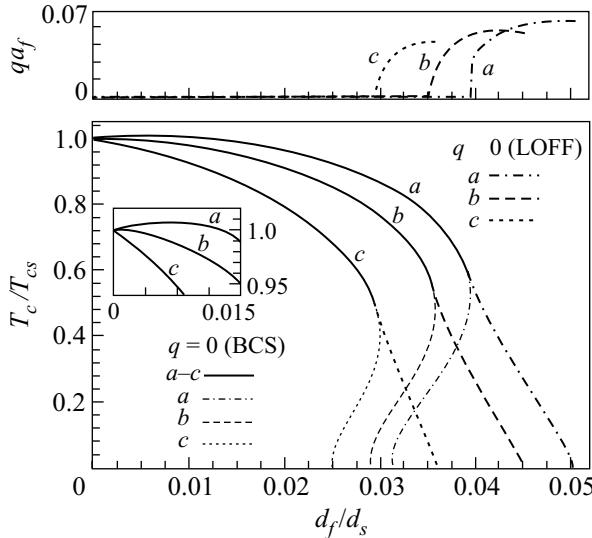


Рис.1. Фазовые диаграммы $T_c(d_f/d_s)$ и $q(d_f/d_s)$ с конкуренцией между состояниями БКШ ($q = 0$) и ЛОФФ ($q \neq 0$) в тонких бислоях F/S при следующих значениях параметров: a) $\lambda_s = 0.2; \lambda_f = 0.3$; b) $\lambda_s = \lambda_f$; c) $\lambda_s = 0.3; \lambda_f = -0.2$. Здесь $I/\pi T_{cs} = 10$

дов второго рода реализуется состояние, которое имеет более низкую свободную энергию (более высокую T_c). Из рис.1 следует, что в бислойе F/S при малых d_f реализуется сверхпроводящее состояние БКШ с нулевым импульсом пар ($q = 0$), а с ростом d_f F/S контакту выгоднее перейти в состояние ЛОФФ с $q \neq 0$ и осциллирующей в плоскости контакта парной амплитудой. Этот переход происходит в точке Лифшица (точка пересечения кривых ЛОФФ и БКШ). Прерывистые тонкие линии ниже точки Лифшица изображают не реализующиеся состояния БКШ с $q \neq 0$. На вставке заметен небольшой начальный рост $T_c > T_{cs}$ для кривой a с $\lambda_f > \lambda_s$. На верхней панели изображена соответствующая зависимость 2D импульса пар ЛОФФ $q(d_f/d_s)$ в единицах $1/a_f$. Следует отметить, что из-за ослабления среднего обменного поля $c_f I$ в F/S контакте синусоидальная модуляция функций $\Phi(\mathbf{p}, \rho, \omega)$ и $\Delta(\rho)$ становится длинноволновой с периодом порядка a_f/c_f по сравнению с однородным ферромагнитным сверхпроводником (см. рис.1 в [8]).

Выше мы рассмотрели случай, когда $\mathbf{q}_f = \mathbf{q}_s = \mathbf{q}$. Однако формулы (10), (11) и рис.1 применимы с оче-

видной заменой $q \rightarrow c_f q_f$ и в случае $\mathbf{q}_s = 0$ (см. предыдущую работу [8]). Какое из двух состояний ЛОФФ $\mathbf{q}_f = \mathbf{q}_s = \mathbf{q}$ или $\mathbf{q}_s = 0, \mathbf{q}_f \neq 0$ энергетически выгоднее, по-видимому, можно решить лишь при учете членов более высокого порядка малости, чем Δ^2 в разложении Гинзбурга-Ландау. Однако исследование этого вопроса выходит за рамки статьи.

Рассмотрим теперь **тонкие трехслойные контакты** (трислои) F/S/F', где S слой ($0 < z < d_s$) заключен между слоями F и F', занимающими области $-d_f < z < 0$ и $d_s < z < d_s + d_f$, соответственно. Для первых двух слоев F и S справедливы уравнения (4)–(6) и (1)–(3), соответственно, с граничными условиями (7) на первой F/S границе. Для слоя F' соответствующие уравнения для функции Эйленбергера $\Phi'_f(\mathbf{p}, \mathbf{q}_f, z, \omega)$ эквивалентны (4)–(6), а корреляционная длина ξ'_{fz} определяется выражением

$$\xi'_{fz} = \frac{v_{fz}}{2\bar{\omega}'_f}; \quad 2\bar{\omega}'_f = 2\omega + i(\pm 2I + \mathbf{q}_f \mathbf{v}_{f\perp}). \quad (12)$$

Здесь верхний (нижний) знак соответствует параллельной (антипараллельной) ориентации намагниченностей слоев F и F', то есть 0(π)-фазному магнитному состоянию трислоя F/S/F'. Граничные условия на второй S/F' границе $z = d_s$ имеют следующий вид:

$$\Phi_s(\mathbf{p}, \mathbf{q}_s, d_s - 0, \omega) = \pm \Phi'_f(\mathbf{p}, \mathbf{q}_f, d_s + 0, \omega);$$

$$\begin{aligned} \xi_{sz} \left. \frac{\partial \Phi_s(\mathbf{p}, \mathbf{q}_s, z, \omega)}{\partial z} \right|_{z=d_s-0} &= \\ &= \pm \xi'_{fz} \left. \frac{\partial \Phi'_f(\mathbf{p}, \mathbf{q}_f, z, \omega)}{\partial z} \right|_{z=d_s+0}, \end{aligned} \quad (13)$$

где верхний знак отвечает обычной 0-фазной сверхпроводимости с совпадающими фазами параметров порядка Δ_f и Δ'_f в слоях F и F'. Нижний знак соответствует нетрадиционной π -фазной сверхпроводимости, при которой знак параметра порядка Δ_f меняется на противоположный при переходе через прослойку S. До сих пор π -фазная сверхпроводимость в трислоях F/S/F' считалась невозможной [1].

Будем искать решение краевой задачи (2), (5), (7), (13) в соответствующих слоях в виде, исключаю-

щем потоки функций Φ_f и Φ'_f через внешние границы ($z = -d_f$ и $z = d_s + d_f$) трислоя F/S/F', то есть

$$\begin{aligned}\Phi_s(\mathbf{p}, \mathbf{q}_s, z, \omega) &= \frac{\Delta_{s0}}{\tilde{\omega}_s} + A \frac{\cosh[(z - d_s/2)/\xi_{sz}]}{\cosh(d_s/2\xi_{sz})} + \\ &+ C \frac{\sinh[(z - d_s/2)/\xi_{sz}]}{\sinh(d_s/2\xi_{sz})}, \\ \Phi_f(\mathbf{p}, \mathbf{q}_f, z, \omega) &= \frac{\Delta_{f0}}{\tilde{\omega}_f} + B \frac{\cosh[(z + d_f)/\xi_{fz}]}{\cosh(d_f/\xi_{fz})}, \\ \Phi'_f(\mathbf{p}, \mathbf{q}_f, z, \omega) &= \frac{\Delta_{f0}}{\tilde{\omega}'_f} + B' \frac{\cosh[(z - d_s - d_f)/\xi'_{fz}]}{\cosh(d_f/\xi'_{fz})}. \quad (14)\end{aligned}$$

Подставляя решения (14) в граничные условия (7) и (13), находим параметры A, C, B и B' в куперовском пределе $d_{f(s)} \ll \xi_{f(s)}$, a_f . В отличие от бислоев F/S в трислоях F/S/F' возможны четыре различных состояния $\phi\chi$. Эти состояния отличаются значениями фазы ϕ сверхпроводящего (Δ_f) и фазы χ магнитного (I) параметров порядка в соседних слоях F и F'. В обоих π -магнитных состояниях 0π и $\pi\pi$ намагниченности слоев F и F' антипараллельны друг другу, и их парамагнитный эффект компенсируется не только в прослойке S, но и внутри слоев F и F'. Это следствие идеальной прозрачности и куперовского предела. Действительно, наши вычисления для функции Эйленбергера в состояниях 0π и $\pi\pi$ дают следующие выражения:

$$\begin{aligned}\Phi_s^{0\pi}(\mathbf{p}, \mathbf{q}, \omega) &= \Phi_f^{0\pi}(\mathbf{p}, \mathbf{q}, \omega) = \Phi'^{0\pi}_f(\mathbf{p}, \mathbf{q}, \omega) = \\ &= \frac{2c_s\Delta_{s0} + 2c_f\Delta_{f0}}{2\omega + i(c_f\mathbf{q}_f\mathbf{v}_{f\perp} + c_s\mathbf{q}_s\mathbf{v}_{s\perp})}; \\ \Phi_s^{\pi\pi}(\mathbf{p}, \mathbf{q}, \omega) &= \Phi_f^{\pi\pi}(\mathbf{p}, \mathbf{q}, \omega) = -\Phi'^{\pi\pi}_f(\mathbf{p}, \mathbf{q}, \omega) = \\ &= \frac{2c_s\Delta_{s0}}{2\omega + i(c_f\mathbf{q}_f\mathbf{v}_{f\perp} + c_s\mathbf{q}_s\mathbf{v}_{s\perp})}; \\ c_f &= \frac{2d_f v_{sz}}{d_s v_{fz} + 2d_f v_{sz}}; \quad c_f + c_s = 1. \quad (15)\end{aligned}$$

Полюсы функции Эйленбергера определяют распирающий фактор, в котором теперь отсутствует обменное расщепление $2I$, вызывавшее пространственные осцилляции. Поэтому условие максимума T_c даст очевидный результат $\mathbf{q}_f = \mathbf{q}_s = 0$ и мы полу-

шим для приведенных критических температур $t^{0\pi} = T_c^{0\pi}/T_{cs}$ и $t^{\pi\pi} = T_c^{\pi\pi}/T_{cs}$ два уравнения:

$$\begin{aligned}\ln t^{0\pi} &= \frac{c_f(\lambda_f - \lambda_s)}{\lambda_s(c_s\lambda_s + c_f\lambda_f)}, \quad \lambda_f > 0; \\ \ln t^{\pi\pi} &= -\frac{c_f}{c_s\lambda_s}, \quad \lambda_f < 0.\end{aligned} \quad (16)$$

Для простоты мы выписали результаты для металлов F и S с одинаковой электронной структурой: $\langle c_f \rangle = c_f = 2d_f/(2d_f + d_s)$ и $c_f + c_s = 1$. Таким образом, T_c таких 0π и $\pi\pi$ состояний трислоев F/S/F' зависит только от величины и знака межэлектронного взаимодействия λ_f в слоях F. Из двух возможных состояний 0π и $\pi\pi$ реализуется то, которое обладает большей критической температурой. При $\lambda_f > 0$ получаем $T_c^{0\pi} > T_c^{\pi\pi}$ и, наоборот, $T_c^{0\pi} < T_c^{\pi\pi}$ при $\lambda_f < 0$; при $\lambda_f = 0$ состояния 0π и $\pi\pi$ совпадают друг с другом. Наличие двух сверхпроводящих состояний 0π и $\pi\pi$, отличающихся фазами параметра порядка Δ'_f ($= \pm \Delta_f$), есть новое неожиданное для трислоев F/S/F явление, имеющее прикладное значение в сверхпроводящей спинtronике. Профили сверхпроводящих параметров порядка $\Delta_f(z)$, $\Delta_s(z)$ и $\Delta'_f(z)$ для тонкого трислоя F/S/F приведены схематически на рис.2. Из (16) и рис.2а следует, что при $\lambda_f > 0$ температура $T_c^{0\pi}$ перехода в 0-фазное сверхпроводящее состояние определяется эффективным межэлектронным притяжением $c_s\lambda_s + c_f\lambda_f$, усредненным по всему образцу F/S/F. Тогда как в случае π -фазной сверхпроводимости с $\lambda_f < 0$ величина $T_c^{\pi\pi}$ определяется лишь межэлектронным притяжением S слоя $c_s\lambda_s$, так как положительные и отрицательные площади под линиями $-\Delta_f$ и Δ_f на рис.2б взаимно компенсируют друг друга.

В то же время, из соображений симметрии следует, что такие же состояния 0π и $\pi\pi$ должны реализоваться и в сверхрешетках F/S. Наличие таких π -фазных по магнетизму состояний 0π и $\pi\pi$ позволяет объяснить отсутствие подавления 3D сверхпроводимости в короткопериодных сверхрешетках Gd/La [5, 6] с $d_f \approx 2d_s$. Измеренная T_c этой сверхрешетки составила 5 К при охлаждении в нулевом поле, что фактически совпадает с критической температурой массивного лантана! Это означает, что в сверхрешетке Gd/La было реализовано состояние типа 0π с $\lambda_f \approx \lambda_s$, так как в этом случае первая из формул (16) дает $T_c^{0\pi} \approx T_{cs}$. Тогда из формулы БКШ для T_c следует оценка $\lambda_{La} \approx \lambda_{Gd} \approx 0.28$. Отметим также, что при $\lambda_f > \lambda_s$ первая из формул (16) предсказывает рост $T_c^{0\pi} > T_{cs}$ с увеличением толщины d_f слоев F (см. ниже рис.3).

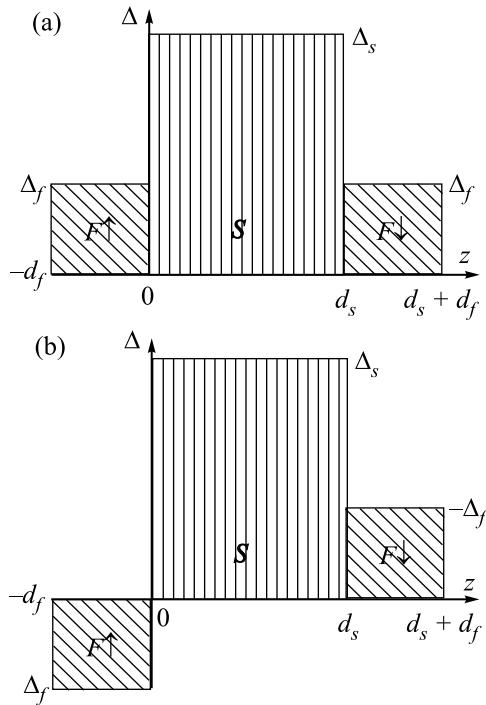


Рис.2. Схематическое изображение профилей параметра порядка $\Delta(z)$ в тонких трислоях F/S/F: (а) – для состояния 0π с $\lambda_f > 0$ и (б) – для состояния $\pi\pi$ с $\lambda_f < 0$. Стрелками показаны ориентации намагнченностей в соседних слоях F

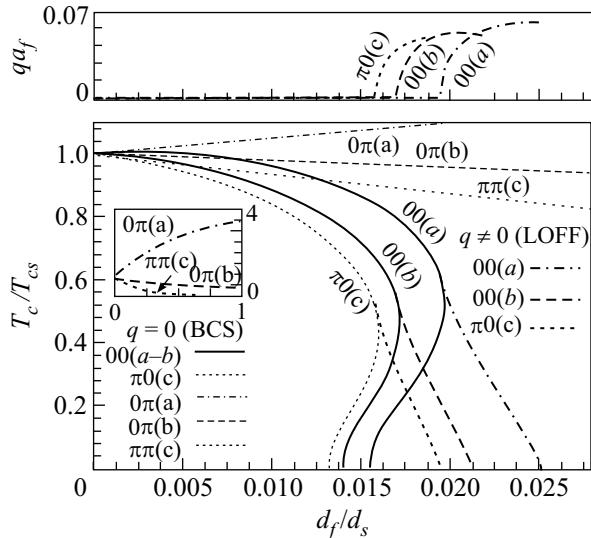


Рис.3. Диаграммы $T_c(df/d_s)$ и $q(df/d_s)$ состояний 00, 0π , $\pi\pi$ и $\pi0$ для тонких трислоев F/S/F. Здесь представлены шесть кривых для трех наборов параметров λ_s и λ_f : а) $\lambda_s=0.2$; $\lambda_f=0.3$; б) $\lambda_s=0.3$; $\lambda_f=0.2$; в) $\lambda_s=0.3$; $\lambda_f < 0$. Здесь $I/\pi T_{cs} = 10$

Кроме π -магнитных состояний в трислоях F/S/F существуют два других состояния 00 и $\pi0$ с парал-

ельными намагнченностями. Их критические температуры в случае металлов с одинаковой электронной структурой $\mathbf{v}_s = \mathbf{v}_f = \mathbf{v}_F$ и $\mathbf{q}_f = \mathbf{q}_s = \mathbf{q}$ таковы:

$$\begin{aligned} \ln t^{00} &= \ln t^{0\pi} + \Psi\left(\frac{1}{2}\right) - \\ &- \operatorname{Re} \oint \frac{d\Omega_p}{4\pi} \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{i(2c_f I + \mathbf{q}\mathbf{v}_{F\perp})}{4\pi T_{cs} t^{00}}\right), \quad \lambda_f > 0; \\ \ln t^{\pi 0} &= \ln t^{\pi\pi} + \Psi\left(\frac{1}{2}\right) - \\ &- \operatorname{Re} \oint \frac{d\Omega_p}{4\pi} \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{i(2c_f I + \mathbf{q}\mathbf{v}_{F\perp})}{4\pi T_{cs} t^{\pi 0}}\right), \quad \lambda_f < 0. \end{aligned} \quad (17)$$

Состояния 00 и $\pi0$ трислоев F/S/F обладают усиленным, по сравнению с бислоями F/S, парамагнитным эффектом обменного поля, так как c_f в (17) больше, чем в (11). Так же, как и бислои F/S, трислои F/S/F в 00 и $\pi0$ состояниях допускают конкуренцию между БКШ и 2D ЛОФФ состояниями с увеличением толщины F слоев d_f . Эти 00 и $\pi0$ состояния имеют значительно более низкие по сравнению с состояниями 0π и $\pi\pi$ критические температуры. По-видимому, они могли бы наблюдаваться в слабом магнитном поле $H > H_{coer}$ (где H_{coer} – коэрцитивное поле пленки F), если, конечно, среднее обменное поле $c_f I$ не слишком велико. Кстати, при охлаждении в поле $H \sim 50$ Э сверхпроводимость сверхрешетки Gd/La с $d_f \simeq 2d_s$ и параллельной ориентацией намагнченостей F слоев полностью подавлялась [5, 6].

Фазовые диаграммы $T_c(df/d_s)$ для всех четырех состояний 00, 0π, $\pi\pi$ и $\pi0$ трислоев F/S/F приведены на нижней панели рис.3. Три кривых: 00(a), 00(b) и $\pi0(c)$ описывают конкуренцию состояний БКШ и ЛОФФ. Соответствующие зависимости $q(df/d_s)$ для этих состояний изображены на верхней панели рис.3. Три другие кривые: 0π(a), 0π(b) и $\pi\pi(c)$ отвечают 0- и π -фазным сверхпроводящим состояниям БКШ с $q = 0$ и нулевым средним обменным полем. Медленно спадающие или даже растущие (при $\lambda_f > \lambda_s$) зависимости $T_c(df_f)$ для этих π -магнитных состояний показаны также на вставке. Случай $\lambda_f = \lambda_s$, когда температура перехода $T_c^{0\pi}$ состояния 0π не зависит от d_f и $T_c^{0\pi} = T_{cs}$, на рис.3 не показан. Предсказанные нами π -фазные по сверхпроводимости состояния (кривые) $\pi0$ и $\pi\pi$ реализуются только при межэлектронном отталкивании в F слоях. Заметим также, что кривая 00(a) на рис.3 для трислоя F/S/F совпадает с рассчитанной при тех же параметрах кривой а на рис.1 для бислоя F/S с точностью до перенормировки $2d_f \rightarrow d_f$.

Комбинируя исследования зависимостей $T_c(d_f)$ в тонкихnanoструктурах F/S и F/S/F, описываемых уравнениями типа (11), (16), (17), можно предложить метод спектроскопии на основе эффекта близости для получения информации о неизвестных электронных параметрах контактирующих металлов. Сущность метода очень проста. Используя хорошо изученный слой БКШ сверхпроводника S с известными λ_s и ω_D в качестве зонда, мы могли бы зондировать энергетический спектр спаривающихся квазичастиц, пространственную симметрию параметра порядка, механизм спаривания, обменное поле I , а также величину и знак электронных корреляций λ_f в ферромагнитных металлах F.

Величину обменного поля $I/\pi T_{cs} \approx 100$ в Gd можно найти из РККИ модели магнитного упорядочения [2] с учетом понижения температуры Кюри при уменьшении толщины слоя Gd [12]. Оценивая для бислоя Gd/La необходимые параметры задачи в модели свободных электронов [13], получаем следующую область толщин слоев $d_{Gd} = 15 \text{ \AA}$ и $d_{La} = 3300 \div 4300 \text{ \AA}$ для наблюдения непрерывного перехода из состояния 2D ЛОФФ в состояние БКШ в соответствии с кривой b на рис.1 (масштаб оси d_f/d_s уменьшится в 10 раз). Конечно, оценки приблизительные, но порядки величин должны давать правильно. Для трислоя Gd/La/Gd и сверхрешеток Gd/La в состоянии 00 ситуация для существования БКШ сверхпроводимости с антипараллельным упорядочением намагниченостей слоев Gd самая благоприятная и не зависит от соотношения толщин слоев ($\lambda_f \approx \lambda_s$). Для наблюдения состояния 00 с параллельной ориентацией намагниченостей слоев Gd нужно вдвое увеличить толщину слоя La по сравнению с бислоем Gd/La, хотя наши оценки дают для La $\xi_s \approx 3800 \text{ \AA}$.

За исключением сложностей с реализацией состояния 2D ЛОФФ, полученные здесь результаты можно воспроизвести и для грязных nanoструктур F/S. Это существенно увеличит число возможных

состояний и различных вариантов поведения $T_c(d_f)$ в тонких трислоях F/S/F [14, 15] и четырехслойках F/S/F/S [16], изучавшихся ранее в грязном пределе с целью применения в сверхпроводящей спинtronике.

Работа частично поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований (# 09-02-01521) и Министерства образования и науки РФ по программе "Развитие научного потенциала высшей школы" (2.1.1/3199).

1. Ю. А. Изюмов, Ю. Н. Прошин, М. Г. Хусаинов, УФН **172**, 113 (2002).
2. A. I. Buzdin, Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).
3. K. B. Efetov, I. A. Garifullin, A. F. Volkov, and K. Westerholt, cond-mat/0610708.
4. V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. S. Prokofiev et al., J. Low Temp. Phys. **136**, 385 (2004).
5. J. P. Goff, P. P. Deen, R. C. C. Ward et al., J. Magn. Magn. Mater. **240**, 592 (2002).
6. P. P. Deen, J. P. Goff, R. C. C. Ward et al., J. Phys.: Condens. Matter **17**, 3305 (2005).
7. Б. П. Водопьянов, Л. Р. Тагиров, Письма в ЖЭТФ **78**, 1043 (2003).
8. М. Г. Хусаинов, М. М. Хусаинов, Н. М. Иванов, Ю. Н. Прошин, Письма в ЖЭТФ **89**, 730 (2009).
9. А. И. Ларкин, Ю. Н. Овчинников, ЖЭТФ **47**, 1136 (1964).
10. P. Fulde and R. A. Ferrell, Phys. Rev. A **135**, 550 (1964).
11. P. G. de Gennes, Rev. Mod. Phys. **36**, 225 (1964).
12. J. S. Jiang, D. Davidović, D. H. Reich, and C. L. Chien, Phys. Rev. Lett. **74**, 314 (1995).
13. Ч. Киттель, Введение в физику твердого тела, М.: Наука (1978).
14. A. I. Buzdin, A. V. Vedyayev, and N. V. Ryzhanova, Europhys. Lett. **48**, 686 (1999).
15. L. R. Tagirov, Phys. Rev. Lett. **83**, 2058 (1999).
16. Yu. N. Proshin, A. Zimin, N. G. Fazleev, and M. G. Khushainov, Phys. Rev. B **73**, 184514 (2006).