

Уединенная возвратная сверхпроводимость в асимметричных трислоях ферромагнетик/сверхпроводник/ферромагнетик

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

Казанский государственный университет, 420008 Казань, Россия

Казанский государственный технический университет, 420111 Казань, Россия

Поступила в редакцию 20 июля 2009 г.

На основе краевой задачи для функции Эйленбергера исследованы сверхпроводящие и магнитные состояния асимметричных наноструктур ферромагнетик/сверхпроводник/ферромагнетик (F/S/F'). Показано, что 0- и π -фазные сверхпроводящие состояния чистых тонких трислоев F/S/F' определяются величиной и знаком электронных корреляций в слоях F и F', а также конкуренцией между однородным спариванием БКШ и неоднородным спариванием Ларкина-Овчинникова-Фулде-Феррелла (ЛОФФ). Предсказана уединенная возвратная сверхпроводимость ЛОФФ-БКШ-ЛОФФ в трислоях F/S/F'. Непрерывное управление распаривающим фактором в функции Эйленбергера и переходом в состояние с возвратной сверхпроводимостью достигается путем изменения толщины слоя F'. Синусоидально-модулированные состояния 2D ЛОФФ в асимметричных трислоях F/S/F' возможны не только при параллельной, но и при антипараллельной ориентации намагниченностей слоев F и F', что существенно облегчает возможность экспериментальной реализации предсказываемых явлений.

PACS: 74.50.+r, 74.62.-c

Конкуренция сверхпроводящих и магнитных состояний в наноструктурах F/S приводит к ярко выраженной немонотонной зависимости критической температуры T_c от толщины d_f слоев F, к осцилляциям электронной плотности состояний и тока Джозефсона, а также к π -фазной и возвратной сверхпроводимостям (см. обзоры [1–4] и ссылки в них). В наших недавних работах [5, 6] развита трехмерная (3D) теория эффекта близости, учитывающая пространственные изменения функции Эйленбергера не только поперек слоев F и S, но и вдоль границ раздела F/S. Кроме того, наша теория учитывает величину и знак межэлектронного взаимодействия в ферромагнетике, которым прежние теории (см. [1–3]) безосновательно пренебрегали. Это позволило нам сделать несколько существенных выводов и предсказаний. В частности, в [6] были изучены эффект близости и конкуренция между состояниями БКШ и Ларкина-Овчинникова-Фулде-Феррелла (ЛОФФ) [7, 8] в куперовском пределе для бислоев F/S и симметричных трислоев F/S/F. Были выведены зависимости T_c от обменного поля I , электронных корреляций $\lambda_{f(s)}$ и толщины $d_{f(s)}$ слоев F(S). В трислоях F/S/F найдены четыре различных состояния 00, $\pi 0$, 0π и $\pi\pi$, которые отличаются фазами сверхпроводящего (Δ) и магнитного (I) параметров порядка в соседних F слоях.

Предсказано два новых π -фазных сверхпроводящих состояния ($\pi 0$ и $\pi\pi$) с электрон-электронным отталкиванием в F слоях ($\lambda_f < 0$). Двумерное (2D) состояние ЛОФФ (00 или $\pi 0$) в симметричных трислоях F/S/F оказалось возможным только при подходящих параметрах слоев F и S и при наличии слабого магнитного поля, фиксирующего параллельную ориентацию намагниченностей слоев. В отсутствие поля более высокими T_c обладают π -магнитные состояния БКШ (0π и $\pi\pi$) с антипараллельными намагниченностями соседних F слоев и полной взаимной компенсацией парамагнитного эффекта обменного поля. На этой основе в [6] было дано объяснение отсутствия подавления 3D сверхпроводимости в короткопериодных сверхрешетках Gd/La [9, 10] и была предсказана константа λ_f в гадолинии.

Сложности с экспериментальной реализацией описанных явлений связаны, прежде всего, с тем, что в большинстве работ исследовались наноструктуры F/S с сильными ферромагнетиками (Fe/V, Gd/Nb, Co/V, Co/Nb, Gd/La) с мощными обменными полями $I > 10^3$ К и низкотемпературными сверхпроводниками с $T_{cs} < 10$ К. Это требует, в частности, для бислоев F/S и симметричных трислоев F/S/F (00 и $\pi 0$) выполнения условия $d_f \ll d_s$, необходимого для наблюдения конкуренции состояний БКШ и ЛОФФ (см. наши оценки для наноструктур Gd/La и Gd/La/Gd в [6]). Использование слишком

¹⁾e-mail: mgkh.kgtu@mail.ru

тонких F слоев ограничено наличием критической толщины d_{fm} , ниже которой они становятся немагнитными [1]. В то же время при $d_f > d_{fm}$ для перехода в сверхпроводящее состояние систем F/S и F/S/F (00 и $\pi 0$) необходимо использовать S слои с d_s порядка или даже больше длины когерентности ξ_s . Это не позволит провести количественное сравнение экспериментальных результатов с теоретическими [6], полученными в куперовском пределе $d_s \ll \xi_s$. Поэтому ниже мы предлагаем распространить результаты работы [6] на случай асимметричных трислоев F/S/F' с фиксированными толщинами d_f , d_s слоев F, S и с варьируемой толщиной d'_f слоя F'. Идея здесь проста. Взяв за основу даже не сверхпроводящий бислой F/S, в котором сверхпроводимость подавлена сильным обменным полем, можно, варьируя d'_f около d_f , добиться перехода в π -магнитное состояние БКШ (0π или $\pi\pi$). Разумеется, этот переход будет происходить через состояние ЛОФФ, как при $d'_f < d_f$, так и при $d'_f > d_f$, так как парамагнитный эффект войдет в формулы для T_c с весом, пропорциональным $2I(d_f - d'_f)$.

Рассмотрим слой чистого БКШ сверхпроводника S ($0 < z < d_s$), заключенного между двумя чистыми ферромагнетиками F и F', занимающими области $-d_f < z < 0$ и $d_s < z < d_s + d'_f$, соответственно. Здесь и ниже индексы s и f обозначают принадлежность параметров и функций слоям S и F, F'. Запишем уравнения самосогласования Горькова и дифференциальные уравнения для функции Эйленберга $\Phi(\mathbf{p}, \mathbf{q}, z, \omega)$ отдельно для слоев S, F и F'. Для S слоя имеем [5, 6]

$$\Delta_s(\mathbf{q}_s, z) = 2\lambda_s \pi T \operatorname{Re} \sum_{\omega > 0}' \langle \Phi_s(\mathbf{p}, \mathbf{q}_s, z, \omega) \rangle; \quad (1)$$

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

где $\Delta_{s(f)}(\mathbf{q}_{s(f)}, z)$ – 3D параметр порядка, $\lambda_{s(f)}$ – константа межэлектронного взаимодействия, а штрих у знака суммы означает обрезание на дебаевской частоте ω_D ; $\omega = \pi T(2n + 1)$ – мацубаровская частота, T – температура, и всюду в работе $\hbar = k_B = \mu_B = 1$. 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 $\mathbf{v}_{s(f)} = (\mathbf{v}_{s(f)\perp}, v_{s(f)z})$ – фермиевская скорость с ее проекциями, а 2D компоненты импульса пар ЛОФФ \mathbf{q}_f и \mathbf{q}_s описывают возможные осцилляции параметра порядка в $x - y$ плоскости границы раздела F/S. Для слоя F' соответствующие уравнения для штрихованных величин Φ'_f и Δ'_f аналогичны (4), (5), а корреляционная длина ξ'_{fz} определяется формулой [6]

$$\xi'_{fz} = \frac{v_{fz}}{2\tilde{\omega}'_f}; \quad 2\tilde{\omega}'_f = 2\omega + i[\pm 2I + (\mathbf{q}_f \mathbf{v}_{f\perp})]. \quad (7)$$

Здесь верхний (нижний) знак соответствует параллельной (антипараллельной) ориентации намагниченностей слоев F и F', то есть $0(\pi)$ -фазному магнитному состоянию, соответственно. Граничные условия в случае идеальной прозрачности на первой поверхности раздела F/S ($z = 0$) имеют вид [5, 6]

$$\Phi_s(\mathbf{p}, \mathbf{q}_s, +0, \omega) = \Phi_f(\mathbf{p}, \mathbf{q}_f, -0, \omega);$$

$$\xi_{sz} \frac{\partial \Phi_s(\mathbf{p}, \mathbf{q}_s, z, \omega)}{\partial z} \Big|_{z=+0} = \xi_{fz} \frac{\partial \Phi_f(\mathbf{p}, \mathbf{q}_f, z, \omega)}{\partial z} \Big|_{z=-0}. \quad (8)$$

На второй границе S/F' ($z = d_s$) имеем [6]

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

$$\xi_{sz} \frac{\partial \Phi_s(\mathbf{p}, \mathbf{q}_s, z, \omega)}{\partial z} \Big|_{z=d_s-0} = \pm \xi'_{fz} \frac{\partial \Phi'_f(\mathbf{p}, \mathbf{q}_f, z, \omega)}{\partial z} \Big|_{z=d_s+0}, \quad (9)$$

где верхний знак отвечает обычной 0-фазной сверхпроводимости с совпадающими фазами параметров порядка Δ_f и Δ'_f в слоях F и F'. Тогда как нижний знак соответствует нетрадиционной π -фазной сверхпроводимости, при которой знак параметра порядка Δ_f изменяется на противоположный при переходе через прослойку S.

Далее решаем систему уравнений (2), (5), (8) и (9) аналогично тому, как это сделано в предыдущей работе [6] для симметричных трислоев F/S/F. Из-за обобществления электронных корреляций и парамагнитного эффекта обменного поля взаимное влияние металлов F, S и F' особенно значительно в куперовском пределе, когда толщины слоев малы: $d_{f(s)}, d'_f \ll \xi_{f(s)}, a_f$, 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 $\Delta(\rho, z)$ и функция Эйленберга $\Phi(\mathbf{p}, \rho, z, \omega)$ практически постоянны вдоль оси z внутри слоев F, S и F', а пространственные изменения возможны только по ρ , то есть в плоскости границ F/S/F'.

Наши вычисления для асимметричных трислоев F/S/F' в состояниях 0π и $\pi\pi$ с антипараллельными намагниченностями в слоях F и F' дают следующие выражения для функции Эйленберга:

$$\begin{aligned} \Phi_s^{0\pi}(\mathbf{p}, \mathbf{q}, \omega) &= \Phi_f^{0\pi}(\mathbf{p}, \mathbf{q}, \omega) = \Phi_f'^{0\pi}(\mathbf{p}, \mathbf{q}, \omega) = \\ &= \frac{2c_s \Delta_{s0} + 2(c_f + c'_f) \Delta_{f0}}{2\omega + i\Gamma_{0\pi}}; \\ \Phi_s^{\pi\pi}(\mathbf{p}, \mathbf{q}, \omega) &= \Phi_f^{\pi\pi}(\mathbf{p}, \mathbf{q}, \omega) = -\Phi_f'^{\pi\pi}(\mathbf{p}, \mathbf{q}, \omega) = \\ &= \frac{2c_s \Delta_{s0} + 2(c_f - c'_f) \Delta_{f0}}{2\omega + i\Gamma_{0\pi}}; \\ \Gamma_{0\pi} &= \Gamma_{\pi\pi} = 2I(c_f - c'_f) + (c_f + c'_f) \mathbf{q}_f \mathbf{v}_{f\perp} + c_s \mathbf{q}_s \mathbf{v}_{s\perp}; \\ c_f &= \frac{d_f v_{sz}}{d_s v_{fz} + (d_f + d'_f) v_{sz}}; \quad c_s = \frac{d_s v_{fz}}{d_s v_{fz} + (d_f + d'_f) v_{sz}}; \\ c_f + c_s + c'_f &= 1, \end{aligned} \quad (10)$$

где Δ_{s0} и Δ_{f0} – значения параметра порядка в изолированных пленках S и F, F', а c_f , c_s , и c'_f – относительные веса слоев F, S и F', соответственно. В этих π -магнитных состояниях 0π и $\pi\pi$ распаривающие факторы $2Ic_f$ и $-2Ic'_f$ соседних слоев F и F', входящие в полюсы функции Эйленберга, лишь частично компенсируют друг друга. После суммирования по частоте ω в уравнениях Горькова (1) и (4) мы получаем уравнения для приведенных критических температур $t^{0\pi} = T_c^{0\pi}/T_{cs}$ и $t^{\pi\pi} = T_c^{\pi\pi}/T_{cs}$ в виде

$$\ln t^{0\pi} = \frac{\langle c_f + c'_f \rangle (\lambda_f - \lambda_s)}{\lambda_s [\langle c_s \rangle \lambda_s + \langle c_f + c'_f \rangle \lambda_f]} + \Psi\left(\frac{1}{2}\right) -$$

$$\begin{aligned} - \operatorname{Re} \left\langle \frac{c_s \lambda_s + (c_f + c'_f) \lambda_f}{\langle c_s \rangle \lambda_s + \langle c_f + c'_f \rangle \lambda_f} \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{i\Gamma_{0\pi}}{4\pi T_{cs} t^{0\pi}}\right) \right\rangle; \\ \ln t^{\pi\pi} = \frac{\langle (c_f - c'_f) \lambda_f - (c_f + c'_f) \lambda_s \rangle}{\lambda_s [\langle c_s \rangle \lambda_s + \langle c_f - c'_f \rangle \lambda_f]} + \Psi\left(\frac{1}{2}\right) - \\ - \operatorname{Re} \left\langle \frac{c_s \lambda_s + (c_f - c'_f) \lambda_f}{\langle c_s \rangle \lambda_s + \langle c_f - c'_f \rangle \lambda_f} \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{i\Gamma_{0\pi}}{4\pi T_{cs} t^{\pi\pi}}\right) \right\rangle, \end{aligned} \quad (11)$$

где T_{cs} – критическая температура изолированного слоя S, а $\Psi(x)$ – дигамма-функция. Первое из уравнений (11) отвечает обычной 0-фазной сверхпроводимости с эффективным межэлектронным взаимодействием $\lambda_{0\pi} = \langle c_s \rangle \lambda_s + \langle c_f + c'_f \rangle \lambda_f$, реализующейся при $\lambda_f > 0$, а второе – нетрадиционной π -фазной сверхпроводимости с $\lambda_{\pi\pi} = \langle c_s \rangle \lambda_s + \langle c_f - c'_f \rangle \lambda_f$ и реализующейся при $\lambda_f < 0$. Следует отметить, что механизм возникновения такой необычной π -фазной сверхпроводимости в тонких трислоях F/S/F' чисто корреляционный и не связан с осцилляциями парной амплитуды поперек слоев F и F' (см. рис. 2 в [6]).

Уравнения (11) допускают непрерывное управление эффективным межэлектронным взаимодействием (первые слагаемые) и эффективным распаривающим фактором $i\Gamma_{0\pi}$ (третьи слагаемые). Это достигается увеличением толщины d'_f слоя F' от нуля (бислой F/S) до d_f (симметричный трислой F/S/F) и дальше к другому асимметричному случаю $d'_f > d_f$. Величины 2D-компонент \mathbf{q}_f и \mathbf{q}_s импульса пар ЛОФФ, входящие в распаривающий фактор $i\Gamma_{0\pi}$, находятся из условия максимума T_c . Для определенности ниже будем считать, что $\mathbf{q}_f = \mathbf{q}_s = \mathbf{q}$ (хотя возможен также случай [5, 6] $\mathbf{q}_f \neq 0$, $\mathbf{q}_s = 0$). Итак, в асимметричных 0π и $\pi\pi$ трислоях F/S/F' в случае $q = 0$ реализуется состояние БКШ, тогда как при $q \neq 0$ – состояние ЛОФФ.

В случае металлов F, F' и S с одинаковой электронной структурой, то есть с равными фермиевскими скоростями $\mathbf{v}_s = \mathbf{v}_f = \mathbf{v}_F$, но с разными величинами $\lambda_{s(f)}$ и $I_{s(f)}$, относительные веса слоев $\langle c_{f(s)} \rangle = c_{f(s)} = d_{f(s)}/(d_f + d_s + d'_f)$ не зависят от углов и уравнения (11) существенно упрощаются. При этом, если $\lambda_f > 0$, реализуется 0π состояние, так как $T_c^{0\pi} > T_c^{\pi\pi}$. Напротив, если $\lambda_f < 0$ и $d_s \lambda_s > (d_f - d'_f) |\lambda_f|$, реализуется $\pi\pi$ состояние, так как в этом случае уже $T_c^{\pi\pi} > T_c^{0\pi}$. В симметричных трислоях F/S/F с $d_f = d'_f$ ($c_f = c'_f$) обменные поля Ic_f и $-Ic_f$ соседних F слоев в $\Gamma_{0\pi}$ полностью компенсируют друг друга. Тогда из условия максимума T_c мы получаем, что в π -магнитных состояниях (0π и $\pi\pi$) $q = \Gamma_{0\pi} = 0$, а критические температуры $T_c^{0\pi}$

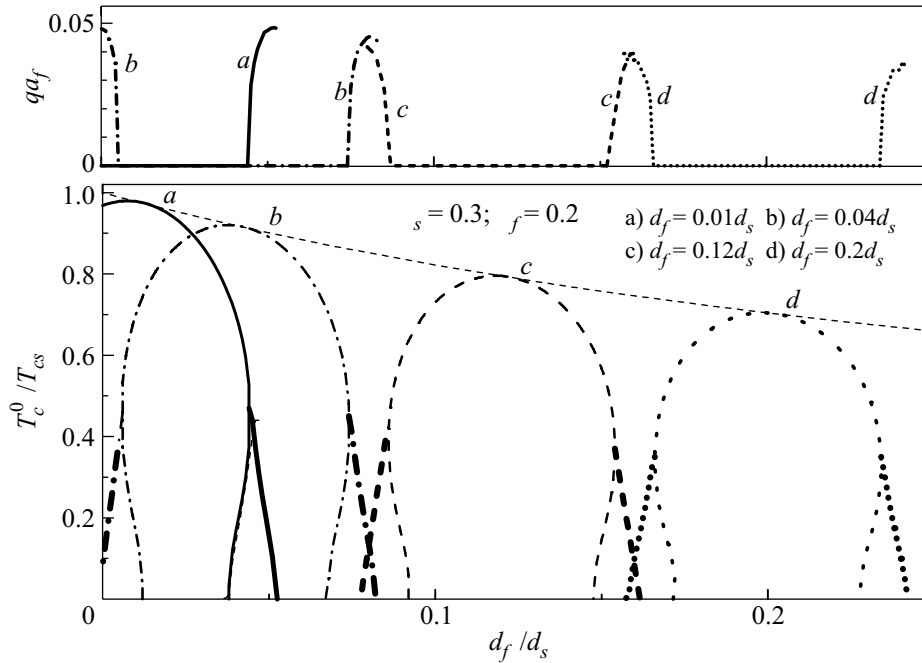


Рис.1. Фазовые диаграммы $T_c(d_f)$ и $q(d_f)$ для 0π состояний трислоев F/S/F' при малых фиксированных толщинах F слоя d_f . Тонкие линии соответствуют линиям перехода в состояние БКШ с $q = 0$, а толстые – в состоянии ЛОФФ с $q \neq 0$. В области конкуренции этих состояний на крыльях пиков реализующееся состояние ЛОФФ имеет более высокие T_c , нежели состояние БКШ

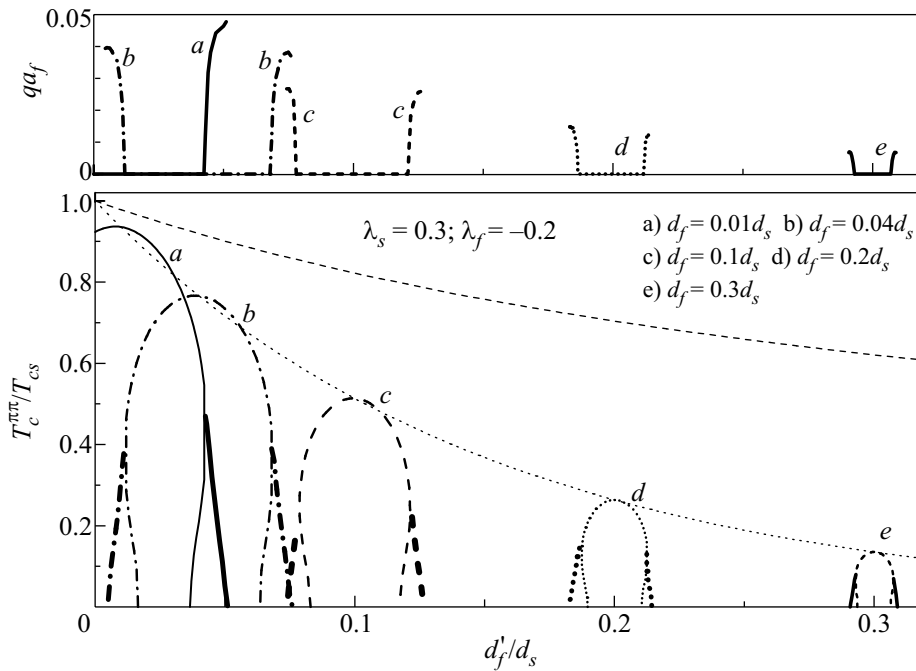


Рис.2. Фазовые диаграммы $T_c(d_f)$ и $q(d_f)$ для $\pi\pi$ состояний тонких трислоев F/S/F'. Как и на рис. 1, тонкие линии обозначают линии переходов в состояние БКШ ($q = 0$), а толстые – в состоянии ЛОФФ ($q \neq 0$)

и $T_c^{\pi\pi}$ определяются только первыми слагаемыми в уравнениях (11), то есть

$$\ln t^{0\pi} = \frac{2c_f(\lambda_f - \lambda_s)}{\lambda_s(c_s\lambda_s + 2c_f\lambda_f)}, \quad \lambda_f > 0; \quad (12)$$

$$\ln t^{\pi\pi} = -\frac{2c_f}{c_s\lambda_s}, \quad \lambda_f < 0,$$

как это и было показано в [6].

Кроме того, в трислоях F/S/F' имеются два других состояния 00 и $\pi 0$, в которых намагниченности слоев F и F' параллельны друг другу. Их приведенные критические температуры t^{00} и $t^{\pi 0}$ определяют

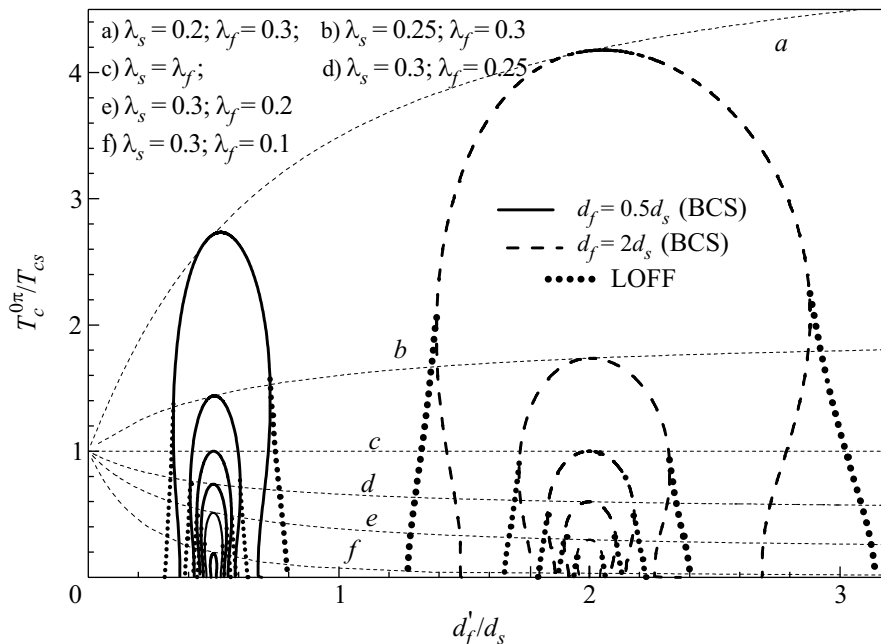


Рис.3. Фазовые диаграммы $T_c(d_f')$ для 0π состояний трислоев F/S/F' при больших фиксированных толщинах F слоя d_f и для различных наборов значений межэлектронного взаимодействия λ_s и λ_f . Тонкими штриховыми линиями обозначены линии точек максимумов $T_c^{0\pi}(d_f)$ для симметричного трислоя F/S/F, соответствующие этим наборам λ_s и λ_f

ся, соответственно, первым и вторым уравнениями (11), в которых распаривающий фактор $i\Gamma_{0\pi}$ необходимо заменить на $i\Gamma_{00}$, где

$$\Gamma_{00} = \Gamma_{\pi 0} = (2I + \mathbf{q}_f \mathbf{v}_{f\perp})(c_f + c'_f) + c_s \mathbf{q}_s \mathbf{v}_{s\perp}. \quad (13)$$

Эти 00 и $\pi 0$ состояния обладают значительно более сильным парамагнитным эффектом и низкими T_c по сравнению с предыдущими 0π и $\pi\pi$ состояниями. Для экспериментальной реализации 00 и $\pi 0$ состояний должны использоваться самые тонкие пленки F и F', что вызывает сложности из-за наличия критической толщины d_{fm} , ниже которой слои F и F' становятся немагнитными [1]. Поэтому далее мы рассмотрим более предпочтительные для экспериментального наблюдения состояния 0π и $\pi\pi$ в асимметричных трислоях F/S/F' для простейшего случая металлов F, S и F' с одинаковой электронной структурой ($\mathbf{v}_s = \mathbf{v}_f = \mathbf{v}_F$).

Набор диаграмм состояний $T_c^{0\pi}(d_f'/d_s)$ для $\lambda_s = 0.3$ и $\lambda_f = 0.2$, рассчитанных по первой из формул (11), в виде уединенных пиков с возвратной сверхпроводимостью и конкуренцией ЛОФФ-БКШ-ЛОФФ при относительно малых толщинах d_f' и при различных значениях d_f/d_s приведен на нижней панели рис.1. Тонкой штриховой линией показана кривая точек максимумов $T_c^{0\pi}(d_f/d_s)$, рассчитанная по первой из формул (12) и соответствующая симметричным трислоям F/S/F с $d_f' = d_f$. На верхней панели рис.1

изображены соответствующие зависимости $q(d_f'/d_s)$ в единицах a_f^{-1} .

Аналогичный набор более низких пиков $T_c^{\pi\pi}(d_f'/d_s)$ с возвратной сверхпроводимостью и конкуренцией ЛОФФ-БКШ-ЛОФФ при $\lambda_s = 0.3$ и $\lambda_f = -0.2$, рассчитанных по второй из формул (11), представлен на нижней панели рис.2. Понижение пиков связано с тем, что линия точек максимумов $T_c^{\pi\pi}(d_f/d_s)$, соответствующая симметричным трислоям F/S/F и рассчитанная по второй из формул (12), проходит существенно ниже для π -фазной сверхпроводимости, чем $T_c^{0\pi}(d_f/d_s)$ в случае 0-фазной (для любого $\lambda_f > 0$). В свою очередь, это связано с большой разницей в эффективных межэлектронных взаимодействиях $\lambda_{0\pi}$ и $\lambda_{\pi\pi}$. Отметим, что линия максимумов $T_c^{\pi\pi}(d_f/d_s)$ обращается в нуль при $d_f \approx 0.5d_s$, тогда как тонкая штриховая линия $T_c^{0\pi}(d_f/d_s)$, оставленная здесь из рис.1 для сравнения, простирается до толщин $d_f \gg d_s$.

В этой связи на рис.3 представлены два набора диаграмм состояний $T_c^{0\pi}(d_f'/d_s)$ на фоне соответствующих кривых точек максимумов $T_c^{0\pi}(d_f/d_s)$ для сравнительно больших толщин $d_f = 0.5d_s$ и $d_f = 2d_s$ при различных комбинациях параметров λ_s и λ_f . Ясно, что сверхпроводимость в базовых бислоях F/S подавлена мощным обменным полем, но благодаря эффекту близости с наращиваемым слоем F' с противоположным обменным полем, она восстановится в

виде уединенного пика. Высота и ширина пиков существенно зависят от соотношения параметров межэлектронного взаимодействия λ_s и λ_f . В отличие от случая малых толщин d_f с малой шириной пиков (рис.1), здесь ширина пиков значительно больше, что важно для экспериментального обнаружения.

Что касается возможности экспериментального наблюдения предсказываемой нами *уединенной возвратной сверхпроводимости* с конкуренцией ЛОФФ-БКШ-ЛОФФ, то мы предлагаем использовать асимметричные трислои Gd/La/Gd'. Действительно, в предыдущей работе [6] мы показали, что в сверхрешетках Gd/La с $T_c^{0\pi} = T_{cs} = 5$ К [9, 10] межэлектронные взаимодействия одинаковы, $\lambda_s = \lambda_f = 0.28$, и сверхпроводимость наступает при любом соотношении толщин d_f и d_s (см. пики под прямой максимумов c на рис.3).

Авторы благодарны за частичную поддержку Российскому фонду фундаментальных исследований (грант # 09-02-01521) и Министерству образования и науки РФ (контракт 2.1.1/2985 по программе "Развитие научного потенциала высшей школы").

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, In *Magnetic Heterostructures, Springer Tracts in Modern Physics*, Berlin-Heidelberg: Springer **227**, 251 (2008). {cond-mat/0610708}.
4. V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. S. Prokofiev et al., J. Low Temp. Phys. **136**, 385 (2004).
5. М. Г. Хусаинов, М. М. Хусаинов, Н. М. Иванов, Ю. Н. Прошин, Письма в ЖЭТФ **89**, 730 (2009).
6. М. Г. Хусаинов, М. М. Хусаинов, Н. М. Иванов, Ю. Н. Прошин, Письма в ЖЭТФ **90**, 134 (2009).
7. А. И. Ларкин, Ю. Н. Овчинников, ЖЭТФ **47**, 1136 (1964).
8. P. Fulde and R. A. Ferrell, Phys. Rev. A **135**, 550 (1964).
9. J. P. Goff, P. P. Deen, R. C. C. Ward et al., J. Magn. Magn. Mater. **240**, 592 (2002).
10. P. P. Deen, J. P. Goff, R. C. C. Ward et al., J. Phys.: Condens. Matter **17**, 3305 (2005).