

Спонтанное нарушение симметрии и краевая задача для эффекта близости в наноструктурах ферромагнетик/сверхпроводник

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 14 мая 2009 г.

Микроскопически выведена трехмерная (3D) краевая задача для функции Эйленбергера, пригодная для описания эффекта близости в наноструктурах ферромагнетик/сверхпроводник (F/S), где сверхпроводимость является суперпозицией спаривания БКШ с нулевым суммарным импульсом в S слоях со спариванием по механизму Ларкина–Овчинникова–Фулде–Феррелла (ЛОФФ) с отличным от нуля 3D импульсом пар \mathbf{k} в F слоях. Показано, что *непрерывная сшивка* на границе раздела F/S имеет место только для *парных амплитуд одинаковой пространственной симметрии*. При одновременной реализации двух типов спаривания процессы взаимного превращения между парами ЛОФФ и БКШ на границе раздела F/S происходят как *процессы переброса через поверхностные состояния*. Исследованы фазовые диаграммы поверхностных состояний со смешанным БКШ+ЛОФФ типом спаривания. Предсказана *сверхпроводимость, локализованная на поверхности раздела F/S*.

PACS: 74.50.+r, 74.62.–c

Одним из примеров необычных сверхпроводящих корреляций электронов, отличных от спаривания БКШ, является спаривание по механизму Ларкина–Овчинникова–Фулде–Феррелла (ЛОФФ) с 3D импульсом пар $\mathbf{k} \neq 0$ [1, 2], которое может быть реализовано в наноструктурах ферромагнетик/сверхпроводник (F/S). Конкуренция сверхпроводящих и магнитных состояний в наноструктурах F/S ведет к таким ярким явлениям, как возвратная сверхпроводимость, 0- и π -фазные сверхпроводимость и магнетизм, осцилляции критической температуры T_c , локальной плотности состояний и тока Джозефсона (см. обзоры [3, 4] и ссылки в них). Несмотря на успешное качественное описание этих явлений, остается ряд вопросов к теории эффекта близости для наноструктур F/S. Во-первых, большинство прежних подходов [3, 4] справедливо лишь в грязном пределе, где состояние ЛОФФ практически не реализуется. Ясно, что особенно ярко оно будет проявляться в достаточно чистых наноструктурах F/S, теория которых должна быть основана на краевой задаче для функции Эйленбергера [5]. Во-вторых, прежние теории пренебрегали электронными корреляциями λ_f и параметром порядка Δ_f в самих ферромагнитных слоях F. Их учет, несомненно, приведет к новым решениям и сделает фазовые диаграммы систем F/S еще богаче. В-третьих, прежние теории являются

квазиодномерными и не учитывают пространственных изменений парной амплитуды вдоль F/S границ. Как показано в [6], это приводит к множественным осцилляциям T_c в чистых структурах F/S, которые в реальных 3D системах с сильными ферромагнетиками типа Fe/V, Gd/Nb не наблюдаются [3, 4]. Начиная с пионерских работ Буздина, Радовича и др. [4], считалось, что парная амплитуда $F(\mathbf{r})$ может изменяться только поперек слоев F и S. Это соответствовало 1D случаю с нулевым продольным 2D импульсом пар ЛОФФ ($\mathbf{q}_f = 0$) в слое F. В работе [7] это объяснялось необходимостью сохранения тангенциального импульса пар на границе F/S: так как в S слое с БКШ спариванием $\mathbf{q}_s = 0$, то в силу непрерывности перехода и в F слое должно бы быть $\mathbf{q}_f = 0$. Мы покажем, что из-за спонтанного нарушения пространственной симметрии электронных корреляций на границе F/S, это условие $\mathbf{q}_f = \mathbf{q}_s = 0$ может существенно нарушаться и порождать новые виды сшивки парных амплитуд на границах раздела материалов с различными типами спаривания.

Рассмотрим плоский контакт между полубесконечными металлами F ($-\infty < z < 0$) и S ($0 < z < \infty$). Критическая температура T_c неоднородного сверхпроводника F/S определяется из уравнения самосогласования Горькова для параметра порядка $\Delta(\mathbf{r})$

$$\Delta(\mathbf{r}) = 2\lambda(z)\pi T \operatorname{Re} \sum_{\omega>0} F(\mathbf{r}, \omega), \quad (1)$$

¹⁾e-mail: mgkh.kgtu@mail.ru

где $\lambda(z > 0) = \lambda_s$ и $\lambda(z < 0) = \lambda_f$ – параметры межэлектронного взаимодействия, штрих у знака суммы означает обрезание на дебаевской частоте ω_D , $\omega = \pi T(2n+1)$ – мацубаровская частота, T – температура, и далее всюду будем полагать $\hbar = k_B = \mu_B = 1$. Методами диаграммной техники [8] для аномальной функции Горькова в совпадающих точках $F(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \omega) = F(\mathbf{r}, \omega)$ вблизи T_c можно вывести линейную интегральную краевую задачу

$$F(\mathbf{r}, \omega) = \frac{1}{\pi N(z)} \times \int K(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \left[\Delta(\mathbf{r}') + \frac{1}{2\tau(z')} F(\mathbf{r}', \omega) \right] d\mathbf{r}'. \quad (2)$$

Здесь $N(z)$ – плотность состояний на уровне Ферми, $\tau^{-1}(z)$ – скорость рассеяния на немагнитных примесях, которые скачком меняют свои значения при переходе через плоскую границу раздела $z = 0$. Ядро $K(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$ уравнения (2) равно произведению одночастичных функций Грина $G_{\uparrow, \downarrow}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$ нормального металла для электронов со спином \uparrow и \downarrow , усредненных по всем конфигурациям примесей, то есть

$$K(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = G_{\uparrow}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) G_{\downarrow}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', -\omega). \quad (3)$$

Уравнение (2) является трехмерным и вкуче с выражением (1) позволяет учитывать пространственные изменения параметра порядка не только поперек слоев F и S (вдоль оси z), но и в плоскости x - y границы раздела F/S. Поэтому мы рассчитываем получить более широкий, чем прежде [3, 4, 6, 7, 9], класс решений для возможных состояний системы F/S и новые варианты поведения T_c .

В однородном ферромагнитном сверхпроводнике из-за трансляционной симметрии $K(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = K(\mathbf{R}, \omega)$, где $\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$. Подставляя в (5) функции Грина из книги [8] и используя квазиклассическое приближение $p_F \xi, p_F l \gg 1$, то есть пренебрегая быстро осциллирующими на атомных масштабах слагаемыми, пропорциональными $\exp(\pm 2ip_F R)$, получаем

$$K(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = \left(\frac{m}{2\pi R} \right)^2 \exp \left\{ -\frac{2\omega + \tau^{-1} + 2iI}{v_F} R \right\}, \quad (4)$$

где $\omega > 0$, I – обменное поле, а $p_F = mv_F$ – фермиевский импульс. Ядро (4) имеет характер ярко выраженных трехмерных осцилляций с периодом $a_f = v_F/2I$, затухающих на корреляционной длине $\xi = v_F/2\pi T$ и/или на длине свободного пробега $l = v_F \tau$. В случае чистого ферромагнитного сверхпроводника ($\tau^{-1} = 0$) уравнение (2) с ядром (4)

имеет два решения. Первое из них – типа БКШ с $F(\mathbf{r}, \omega) = F(\omega)$ и $\Delta(\mathbf{r}) = \Delta_0$, не зависящими от \mathbf{r} (Горьков, Русинов [10]), а второе – типа ЛОФФ [1, 2] с $F(\mathbf{r}, \omega) \propto \Delta(\mathbf{r}) \propto \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})$, где когерентный импульс пар ЛОФФ $k \sim 2I/v_F$ при $2I \ll \varepsilon_F$ (ε_F – энергия Ферми). Соответствующее уравнение на T_c и фазовая диаграмма $T_c(I)$ приведены ниже (см. (21) и рис.1).

Если в уравнении (2) разделить переменные, представив $\mathbf{r} = (\boldsymbol{\rho}, z)$, $\boldsymbol{\rho} = (x, y)$, то видно, что наличие обменного поля $I(z)$, скачком обращающегося в нуль при переходе из F слоя в S слой, нарушает трансляционную симметрию вблизи границы F/S не только по оси z , но и в плоскости x - y . В частности, ядро $K(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}', z, z', \omega) \neq K(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}', z, z', \omega)$, если $\boldsymbol{\rho}$ и $\boldsymbol{\rho}'$ принадлежат разным сторонам F/S контакта (то есть если $z \cdot z' < 0$). Например, если $\boldsymbol{\rho}$ изменяется внутри F слоя ($z < 0$), а $\boldsymbol{\rho}'$ варьируется внутри S слоя ($z' > 0$), это ядро будет произведением монотонной функции от $(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}')$ на осциллирующую по $\boldsymbol{\rho}$ функцию. Равенство $K(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}', z, z', \omega) = K(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}', z, z', \omega)$ имеет место только, если $\boldsymbol{\rho}$ и $\boldsymbol{\rho}'$ принадлежат одному и тому же слою (F или S). Мы указываем на спонтанное нарушение симметрии в плоскости x - y F/S границы. Поэтому ниже мы используем раздельное преобразование Фурье по $\boldsymbol{\rho}$ и $\boldsymbol{\rho}'$ в отличие от прежних 1D теорий эффекта близости [3, 4, 6, 7, 9].

Из-за линейности задачи (2) по F и Δ , которые выражаются друг через друга, мы можем использовать фурье-разложение. В простейшем случае будем искать решения уравнения (2) для $\Delta(\boldsymbol{\rho}, z)$ и $F(\boldsymbol{\rho}, z, \omega)$ в областях F и S с одной гармоникой Фурье [2, 11]:

$$\begin{aligned} \Delta_f(\boldsymbol{\rho}, z) &= \Delta_f(\mathbf{q}_f, z) \exp(i\mathbf{q}_f \boldsymbol{\rho}); \\ \Delta_s(\boldsymbol{\rho}, z) &= \Delta_s(\mathbf{q}_s, z) \exp(i\mathbf{q}_s \boldsymbol{\rho}), \end{aligned} \quad (5)$$

где 2D – компоненты импульса пар \mathbf{q}_f и \mathbf{q}_s описывают возможные осцилляции параметра порядка и функции Горькова в плоскости x - y границы раздела F/S. Здесь и ниже индексы s и f обозначают принадлежность параметров и функций слоям F и S.

Для дальнейших вычислений удобно ввести функцию $\Phi(\mathbf{p}, \mathbf{q}, z, \omega)$ Эйленбергера [5], которая связана с функцией Горькова $F(\mathbf{q}, z, \omega)$ соотношением

$$F(\mathbf{q}, z, \omega) = \oint \frac{d\Omega_p}{4\pi} \Phi(\mathbf{p}, \mathbf{q}, z, \omega), \quad (6)$$

где \mathbf{p} – 2D-проекция импульса Ферми, а интегрирование производится по полному телесному углу сферы Ферми. Интегральное уравнение (2) с помощью определения (6) может быть записано в терминах функции Эйленбергера в виде

$$\Phi(\mathbf{p}, \mathbf{q}, z, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} v_z(z) \tilde{K}(\mathbf{p}, \mathbf{q}, \mathbf{p}', \mathbf{q}', z, z', \omega) \times \left[\Delta(\mathbf{q}', z') + \frac{1}{2\tau(z')} F(\mathbf{q}', z', \omega) \right] dz', \quad (7)$$

где 2D импульсы пар \mathbf{q} и \mathbf{q}' совпадают, если $z \cdot z' > 0$, и могут принимать разные значения, если $z \cdot z' < 0$. Из-за отсутствия трансляционной симметрии ядро уравнения (7) может быть записано как произведение двумерных фурье-образов функций Грина G_\uparrow и G_\downarrow , взятых отдельно по \mathbf{p} и \mathbf{p}' :

$$\tilde{K}(\mathbf{p}, \mathbf{q}, \mathbf{p}', \mathbf{q}', z, z', \omega) = G_\uparrow(\mathbf{p}, \mathbf{p}', z, z', \omega) \times G_\downarrow(\mathbf{q} - \mathbf{p}, \mathbf{q}' - \mathbf{p}', z, z', -\omega). \quad (8)$$

Далее мы решаем краевую задачу с δ -образным потенциальным барьером $U\delta(z)$ на границе F/S для одностичных функций Грина G_\uparrow , G_\downarrow , пренебрегая в квазиклассическом приближении $p_F \xi$, $p_F l \gg 1$, быстро осциллирующими слагаемыми, пропорциональными $\exp[\pm i p_F(z + z')]$. В случае плоской границы F/S, которая сохраняет 2D проекцию импульса Ферми $\mathbf{p} = \mathbf{p}'$, для ядра \tilde{K} уравнения (7) получаем

$$\begin{aligned} \tilde{K}_{ss}(\mathbf{p}, \mathbf{q}_s, \mathbf{q}_s, z > 0, z' > 0, \omega) &= \\ = \frac{1}{v_{sz}^2} \left\{ \exp\left(-\frac{|z-z'|}{\xi_{sz}}\right) + (1-\sigma) \exp\left(-\frac{(z+z')}{\xi_{sz}}\right) \right\}; \\ \tilde{K}_{sf}(\mathbf{p}, \mathbf{q}_s, \mathbf{q}_f, z > 0, z' < 0, \omega) &= \\ = \frac{\sigma}{v_{sz} v_{fz}} \exp\left(-\frac{z}{\xi_{sz}} + \frac{z'}{\xi_{fz}}\right), \end{aligned} \quad (9)$$

где коэффициент прозрачности $\sigma = 4v_{sz}v_{fz}/[U^2 + (v_{sz} + v_{fz})^2]$. В случае $z < 0$ и $z' < 0$ в верхнем уравнении (9) необходимо сменить индексы s на f и заменить знаки при z и z' на противоположные. Если $z < 0$ и $z' > 0$, в нижнем уравнении (9) их нужно поменять местами. В уравнениях (9) $v_z(z)$ и $\xi_z(z) - z$ -компоненты фермиевской скорости и корреляционной длины, которые связаны соотношениями

$$\xi_z(z) = \frac{v_z(z)}{2\tilde{\omega}(z)}; \quad (10)$$

$$2\tilde{\omega}(z) = 2\omega + \frac{1}{\tau(z)} + i[2I(z) + \mathbf{q}(z)\mathbf{v}_\perp(z)],$$

где $\mathbf{v}_\perp(z)$ – проекция скорости Ферми на плоскость x - y . Параметры, которые входят в уравнения (10), (7) скачком меняют свои значения при переходе через границу раздела F/S $z = 0$. Нетрудно проверить, что ядра (9) удовлетворяют правилу сумм $\int \tilde{\omega}(\mathbf{r}) K(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) d\mathbf{r} = \pi N(\mathbf{r}')$, которое может быть выведено из общих соображений [12]. Это означает, что все отраженные и прошедшие через границу F/S

волны корректно приняты во внимание. Затем мы восстанавливаем квазиклассическую краевую задачу для ядра \tilde{K} уравнения (7), которая имеет решения (9). Данная краевая задача содержит уравнение

$$\left[2\tilde{\omega}(z) - v_z(z)\xi_z(z) \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] v_z(z) \tilde{K}(\mathbf{p}, \mathbf{q}, \mathbf{q}', z, z', \omega) = 2\delta(z - z') \quad (11)$$

с соответствующими граничными условиями на плоской F/S границе $z = 0$:

$$\begin{aligned} v_z(z)\xi_z(z) \frac{\partial \tilde{K}(z, z', \omega)}{\partial z} \Big|_{z=\pm 0} &= \\ = \frac{\sigma}{2(1-\sigma)} \left[v_{sz} \tilde{K}(+0, z', \omega) - v_{fz} \tilde{K}(-0, z', \omega) \right]. \end{aligned} \quad (12)$$

Действуя операторами из левых частей уравнений (11) и (12) на выражение (7), получаем краевую задачу для функции Эйленбергера. Она включает дифференциальное уравнение

$$\begin{aligned} \left[2\tilde{\omega}(z) - v_z(z)\xi_z(z) \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] \Phi(\mathbf{p}, \mathbf{q}, z, \omega) &= \\ = 2\Delta(\mathbf{q}, z) + \frac{1}{\tau(z)} F(\mathbf{q}, z, \omega) \end{aligned} \quad (13)$$

и граничные условия на плоской границе F/S:

$$\begin{aligned} \xi_z(z) \frac{\partial \Phi(\mathbf{p}, \mathbf{q}, z, \omega)}{\partial z} \Big|_{z=\pm 0} &= \\ = \frac{\sigma}{2(1-\sigma)} [\Phi(\mathbf{p}, \mathbf{q}_s, +0, \omega) - \Phi(\mathbf{p}, \mathbf{q}_f, -0, \omega)], \end{aligned} \quad (14)$$

сохраняющей 2D проекции импульсов $\mathbf{p}_s = \mathbf{p}_f = \mathbf{p}$.

Легко показать, что уравнение (13) эквивалентно линеаризованному вблизи T_c уравнению Эйленбергера [5]. Полное решение краевой задачи для функции Горькова сильно усложняется вследствие существенной угловой зависимости $\Phi(\mathbf{p}, \mathbf{q}, z, \omega)$. При идеальной прозрачности ($\sigma \rightarrow 1$) мы получаем из (14) условие непрерывности для функции Эйленбергера

$$\Phi_s(\mathbf{p}, \mathbf{q}_s, +0, \omega) = \Phi_f(\mathbf{p}, \mathbf{q}_f, -0, \omega) \quad (15)$$

и условие равенства потоков этой функции

$$\xi_{sz} \frac{\partial \Phi_s(\mathbf{p}, \mathbf{q}_s, z, \omega)}{\partial z} \Big|_{z=+0} = \xi_{fz} \frac{\partial \Phi_f(\mathbf{p}, \mathbf{q}_f, z, \omega)}{\partial z} \Big|_{z=-0}. \quad (16)$$

В случае $q_s = q_f = 0$ наша 3D краевая задача (13), (14) воспроизводит уравнения, полученные в прежних 1D теориях эффекта близости [4, 6, 7]. В грязном пределе $l_{s(f)} \ll \xi_{s(f)}$, a_f краевая задача (13), (14) для функции Эйленбергера $\Phi(\mathbf{p}, \mathbf{q}, z, \omega)$ сводится к соответствующей 3D краевой задаче Узалея [3, 13] для

функции Горькова $F(\mathbf{q}, z, \omega)$. Состояние ЛОФФ разрушается с ростом концентрации немагнитных примесей [3, 4]. Поэтому было бы интересно исследовать эффект близости в беспримесных системах F/S, где состояние ЛОФФ может реализоваться в чистом виде и конкурировать с состоянием БКШ.

Вначале решим краевую задачу (13), (14) для контакта двух чистых ($\tau_s^{-1} = \tau_f^{-1} = 0$) полубесконечных металлов F и S. В отличие от всех предыдущих работ по структурам F/S [3,4,6,7,9], где полагалось, что $\lambda_f = 0$, мы впервые допускаем наличие собственной сверхпроводимости у ферромагнетика ($\lambda_f \neq 0$). В то же время, из-за наличия обменного поля $I \neq 0$ в F слое возможен не только БКШ, но и ЛОФФ тип спаривания. Поэтому представляет большой интерес вопрос реальной сшивки осциллирующих (ЛОФФ) и знакопостоянных (БКШ) парных амплитуд на F/S границе. Можно показать, что в S слое 3D импульс пар $\mathbf{k}_s = (\mathbf{q}_s, k_{sz})$ строго должен быть равен нулю. Действительно, в глубине S слоя при $z \gg |\xi_{sz}|$ функция Эйленберга Φ_s , параметр порядка Δ_s и T_c выходят на свои невозмущенные значения. Поэтому $\mathbf{k}_s \neq 0$ означает наличие распаривающего фактора в области S даже вдали от границы F/S, что неверно. Искомые функции Эйленберга легко находятся даже при произвольной прозрачности σ . Для простоты выпишем результат лишь для идеальной прозрачности ($\sigma = 1$) границы F/S:

$$\begin{aligned} \Phi_s(\mathbf{p}, z, \omega) &= \frac{\Delta_{s\infty}}{\omega} - \left\{ \frac{\Delta_{s\infty}}{2\omega} - \frac{\Delta_{f\infty}}{2\tilde{\omega}_f + ik_{fz}v_{fz}} \right\} \times \\ &\times \exp\left(-\frac{z}{\xi_{sz}}\right); \quad 0 < z < \infty, \\ \Phi_f(\mathbf{p}, \mathbf{q}_f, z, \omega) &= \frac{2\Delta_{f\infty} \exp(ik_{fz}z)}{2\tilde{\omega}_f + k_{fz}^2 v_{fz} \xi_{fz}} + \\ &+ \left\{ \frac{\Delta_{s\infty}}{2\omega} - \frac{\Delta_{f\infty}}{2\tilde{\omega}_f - ik_{fz}v_{fz}} \right\} \exp\left(\frac{z}{\xi_{fz}}\right); \quad -\infty < z < 0, \end{aligned} \quad (17)$$

Здесь $\Delta_{s\infty}$ и $\Delta_{f\infty}$ – невозмущенные значения параметра порядка в толще слоев S и F (то есть при $|z| \gg |\xi_{sz}|, |\xi_{fz}|$), k_{fz} – z-компонента 3D импульса $\mathbf{k}_f = (\mathbf{q}_f, k_{fz})$ пар ЛОФФ и $\mathbf{v}_f = (\mathbf{v}_{f\perp}, v_{fz})$ – фермиевская скорость. Из (17) следует, что масштаб области, где имеет место эффект близости, порядка $|\xi_{sz} + \xi_{fz}|$. Именно в этом слое залегают *поверхностные состояния* со смешанным БКШ+ЛОФФ типом спаривания. Легко видеть, что при $z = 0$ обе функции Эйленберга совпадают в соответствии с (15), а именно,

$$\begin{aligned} \Phi_s(\mathbf{p}, +0, \omega) &= \Phi_f(\mathbf{p}, \mathbf{q}_f, -0, \omega) = \\ &= \frac{\Delta_{s\infty}}{2\omega} + \frac{\Delta_{f\infty}}{2\omega + i(2I + \mathbf{k}_f \mathbf{v}_f)}. \end{aligned} \quad (18)$$

Если $\sigma < 1$, функция Эйленберга претерпевает скачок на границе раздела F/S, который определяет ее потоки (14). Соответствующие уравнениям (15), (18) условия сшивки для функций Горькова (5), (6) на плоской границе F/S с $\sigma = 1$ имеют вид (см. [13])

$$\begin{aligned} F_s(+0, \omega) &= F_f(\mathbf{p}, -0, \omega) \exp(-i\mathbf{q}_f \mathbf{p}); \\ F_f(\mathbf{p}, -0, \omega) &= F_s(+0, \omega) \exp(i\mathbf{q}_f \mathbf{p}). \end{aligned} \quad (19)$$

Первое из этих уравнений отвечает непрерывной сшивке на границе S/F между БКШ решениями в обоих слоях. Если в слое F как *основное* реализуется состояние ЛОФФ, это уравнение описывает сшивку между основным состоянием БКШ в S слое и возбужденным (*виртуальным*) состоянием БКШ в F слое. Второе из уравнений (19) соответствует непрерывной сшивке на F/S границе между ЛОФФ решениями в обоих слоях. Когда в F слое реализуется состояние ЛОФФ с $q_f \neq 0$, оно описывает сшивку между основным состоянием ЛОФФ в F слое и виртуальным состоянием ЛОФФ в S слое. В случае, когда состояние БКШ реализуется в обоих слоях как основное состояние ($q_s = q_f = 0$), верхнее и нижнее уравнения (19) совпадают. Таким образом, граничные условия (15), (19) означают, что *непрерывная сшивка имеет место только между парными амплитудами одинаковой пространственной симметрии*. Как описано нами в [3, 13], граничные условия вида (14)–(16), (19) можно понимать и как *процессы обмена (переброса)* 2D импульсом \mathbf{q}_f между парами ЛОФФ и БКШ на границе раздела F/S через поверхностные состояния.

В приграничном F/S слое толщиной $|\xi_{fz} + \xi_{sz}|$, где реализуется периодическая структура поверхностных состояний со смешанным БКШ+ЛОФФ механизмом спаривания, критическую температуру в случае идеальной прозрачности ($\sigma = 1$) можно оценить с помощью формулы (18). Для простоты рассмотрим металлы F и S с одинаковой электронной структурой $v_s = v_f = v_F$, но разными $\lambda_f > 0, \lambda_s > 0$ и I . Подставляя Φ_s и Φ_f в уравнения самосогласования (1) и производя суммирование по частоте ω , для критической температуры слоя $|z| \ll |\xi_{fz} + \xi_{sz}|$ получаем

$$\begin{aligned} \ln \frac{T_c}{T_{cs}} &= \frac{\lambda_f - \lambda_s}{\lambda_s(\lambda_s + \lambda_f)} + \frac{\lambda_f}{\lambda_s + \lambda_f} \times \\ &\times \left[\Psi\left(\frac{1}{2}\right) - \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_{-1}^1 \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{i(2I + k_f v_F x)}{4\pi T_c}\right) dx \right], \end{aligned} \quad (20)$$

где x – косинус угла между векторами \mathbf{k}_f и \mathbf{v}_F , а T_{cs} – критическая температура изолированного сверхпроводника S, задаваемая межэлектронным взаимодействием λ_s . Оптимальная величина 3D импульса пар ЛОФФ k_f находится из условия максимума T_c . Формула (20) не справедлива при $\lambda_f \leq 0$, так как в этом случае затравочное значение параметра порядка в F области $\Delta_{f\infty} = 0$.

Для сравнения приведем уравнение для критической температуры однородного ферромагнитного сверхпроводника:

$$\ln \frac{T_c}{T_{cf}} = \Psi \left(\frac{1}{2} \right) - \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_{-1}^1 \Psi \left(\frac{1}{2} + \frac{i(2I + k_f v_F x)}{4\pi T_c} \right) dx, \quad (21)$$

где T_{cf} – критическая температура металла F, определяемая только межэлектронным притяжением $\lambda_f > 0$ в отсутствие обменного поля ($I = 0$). Диаграмма состояний $T_c(I/\pi T_{cf})$ с конкуренцией

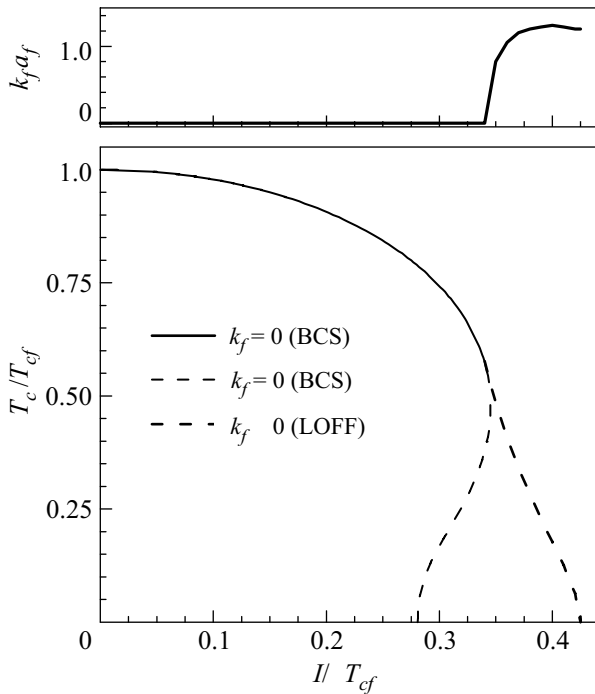


Рис.1. Конкуренция состояний БКШ и ЛОФФ в однородном ферромагнитном сверхпроводнике F с очень узкой областью $I \sim (0.35 \div 0.42)\pi T_{cf}$ реализации неоднородной сверхпроводимости. Здесь не показана кривая переходов первого рода между состояниями ЛОФФ и БКШ. Она проходит между штриховыми линиями [3]

между состояниями БКШ и ЛОФФ приведена на нижней панели рис.1. На верхней панели изображена зависимость импульса пар ЛОФФ от обменного поля $k_f(I)$.

Уравнение (20) описывает конкуренцию между состояниями БКШ и ЛОФФ на границе раздела F/S в зависимости от соотношения параметров λ_s , λ_f при существенно ослабленном по сравнению с (21) парамагнитном эффекте обменного поля I . Фазовые диаграммы $T_c(I/\pi T_{cs})$ при различных λ_s , λ_f приведены на рис.2. Особенно интересен рис.2 с $\lambda_f > \lambda_s$, ког-

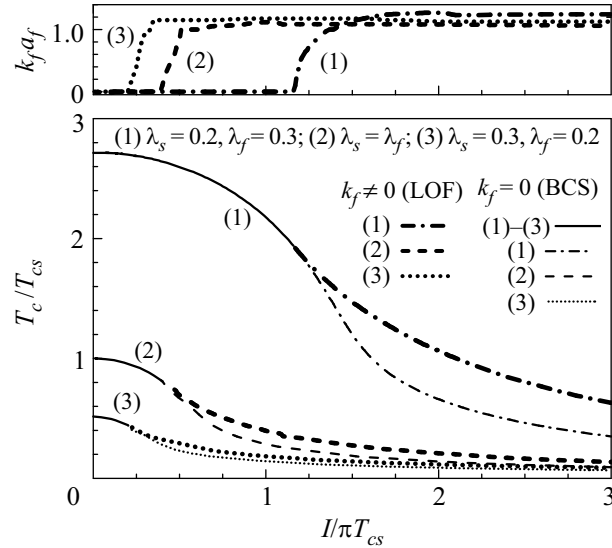


Рис.2. Конкуренция поверхностных состояний БКШ и ЛОФФ вблизи границы раздела F/S. Область реализации состояния ЛОФФ для кривой (1) с $\lambda_f > \lambda_s$ простирается до $I \simeq 50\pi T_{cs}$.

да сверхпроводимость, подавленная обменным полем $I \sim (1 \div 2)\pi T_{cs}$ в объеме F слоя, восстанавливается с $T_c > T_{cs}$ как локализованная в приграничном слое $|z| < |\xi_{fz} + \xi_{sz}|$ благодаря эффекту близости со сверхпроводником S. Область реализации состояния ЛОФФ с $k_f \neq 0$, которое почти всюду на рис.2 предпочтительнее состояния БКШ, значительно расширяется (по сравнению с рис.1) в сторону более сильных обменных полей $I \gg \pi T_{cs}$. Это делает весьма многообещающими перспективы экспериментального исследования взаимной подстройки между сверхпроводящими фазами БКШ и ЛОФФ в достаточно чистых структурах F/S, которые могли бы служить идеальными модельными системами для прямого наблюдения неоднородной сверхпроводимости.

Работа частично поддержана Министерством образования и науки РФ (грант # 2.1.1/2985 программы “Развитие научного потенциала Высшей школы”).

1. А.И. Ларкин, Ю.Н. Овчинников, ЖЭТФ **47**, 1136 (1964).
2. P. Fulde and R. A. Ferrell, Phys. Rev. A **135**, 550 (1964).

3. Ю. А. Изюмов, Ю. Н. Прошин, М. Г. Хусаинов, УФН **172**, 113 (2002).
4. A. I. Buzdin, Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).
5. G. Eilenberger, Z. Phys. **214**, 195 (1968).
6. Б. П. Водопьянов, Л. Р. Тагиров, Письма в ЖЭТФ **77**, 153; **78**, 1043 (2003).
7. E. A. Demler, G. B. Arnold, and M. R. Beasley, Phys. Rev. B **55**, 15174 (1997).
8. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский, *Методы квантовой теории поля в статистической физике*, М.: Наука, 1962.
9. Ю. Н. Прошин, М. Г. Хусаинов, ЖЭТФ **113**, 1708 (1998).
10. Л. П. Горьков, А. И. Русинов, ЖЭТФ **46**, 1363 (1964).
11. А. А. Абрикосов, *Основы теории металлов*, М.: Наука, 1987.
12. P. G. de Gennes, Rev. Mod. Phys. **36**, 225 (1964).
13. М. Г. Хусаинов, Ю. Н. Прошин, УФН **173**, 1385 (2003).