

Фазовые переходы в гибридных SFS-структурах с тонкими сверхпроводящими слоями

© А.В. Самохвалов^{1,2}

¹ Институт физики микроструктур РАН,
Нижний Новгород, Россия

² Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского,
Нижний Новгород, Россия

E-mail: samokh@ipm.sci-nnov.ru

На основе линеаризованных уравнений Узделя выполнены расчеты критической температуры T_c фазового перехода в сверхпроводящее состояние гибридной структуры сверхпроводник/ферромагнетик/сверхпроводник (SFS) с эффектом близости. Показано, что эффект близости между S и F металлами и обменное взаимодействие могут индуцировать неоднородное сверхпроводящее состояние с продольной модуляцией сверхпроводящего параметра порядка $\Delta \propto \exp(ipz)$, которое характеризуется отличным от нуля значением волнового числа p , описывающего неустойчивость Ларкина–Овчинникова–Фульде–Феррелла. Изучено влияние этой неустойчивости на переходы между 0 - и π -состояниями SFS-структуры. Показано, что 0 – π переход сопровождается немонотонной зависимостью как критической температуры T_c , так и эффективной глубины проникновения магнитного поля Λ в гибридную структуру от характерного размера ферромагнитной области.

Работа выполнялась при финансовой поддержке гранта РФФИ № 151210020.

DOI: 10.21883/FTT.2017.11.45048.07k

1. Введение

Необычное поведение гибридных структур, состоящих из чередующихся слоев сверхпроводника (S) и ферромагнетика (F) с эффектом близости [1], как правило, связано с явлением π -сверхпроводимости [2], при котором устанавливается нетривиальная разность фаз $\Delta\theta = \pi$ между соседними сверхпроводящими слоями. Эффект близости на SF -границах и обменное взаимодействие приводят к появлению в ферромагнетике сверхпроводящих корреляций, амплитуда которых осциллирует и затухает в направлении, перпендикулярном SF -границе [3–5]. Частичное или полное подавление сверхпроводимости в S -слоях зависит от структуры парной волновой функции, т. е. от типа основного состояния (0 или π), которое устанавливается в SFS-структуре. Фазовый переход между 0 - и π -состояниями гибридной структуры проявляется в немонотонной зависимости критической температуры перехода структуры в сверхпроводящее состояние T_c от толщины F -слоя и экспериментально определяется по заметному подавлению джозефсоновского тока SFS-перехода [3,4,6,7]. Для определения критической температуры T_c -перехода гибридной SF -структуры в сверхпроводящем состоянии используют измерения температурной зависимости сопротивления образца [8–10], его магнитной восприимчивости [11], или нелинейного СВЧ-отклика [12].

В последнее время ведутся активные исследования джозефсоновских переходов, в которых из-за различных особенностей туннелирования через барьер возникает неоднородное вдоль слоев распределение джозефсоновской разности фаз. В гибридных SFS-структурах это

достигается путем изменения толщины ферромагнитного слоя [13] и/или при использовании комбинированного барьера, состоящего из участков нормального (N) металла и ферромагнетика [14]. Подобные системы с искусственно созданным чередованием 0 и π контактов обладают необычной (отличной от фраунгоферовой) зависимостью критического тока I_c от внешнего магнитного поля H_0 [15,16] и допускают спонтанную генерацию вихрей с магнитным потоком, равным доле кванта магнитного потока $\Phi_0 = \pi\hbar c/|e|$ на границах между 0 и π участками перехода [17,18]. Джозефсоновская разность фаз в основном состоянии 0 – π перехода может принимать произвольное значение $0 < \varphi < \pi$ [19,20], что позволяет использовать такой φ -контакт в качестве источника заданного фазового сдвига (фазовой батареи) в контурах сверхпроводящих квантовых интерферометров [21]. Предложенный в [14] дизайн гибридной структуры с комбинированным F/N -барьером может оказаться перспективным для разработки на его основе сверхпроводящей ячейки памяти. Заметим, что при отсутствии структурных неоднородностей на FS -границе продольная модуляция сверхпроводящего параметра порядка возможна из-за формирования неоднородного состояния Ларкина–Овчинникова–Фульде–Феррелла (ЛОФФ) [22,23]. Влияние продольного ЛОФФ-состояния на свойства слоистых гибридных систем сверхпроводник/ферромагнетик было изучено недавно в работе [24], где была показана связь ЛОФФ-неустойчивости и аномального эффекта Мейснера в подобных структурах. При наличии сильного спин-орбитального взаимодействия в ферромагнетике продольная ЛОФФ-модуляция

может сопровождаться возникновением спонтанных токов, локализованных вблизи SF -границы [25,26].

Особенности эффекта близости на SF -границе приводят также к аномальному поведению экранирующих свойств гибридных структур: немонотонной зависимости эффективной длины проникновения магнитного поля в SF -бислой от толщины ферромагнетика [27–29], парамагнитному эффекту Мейснера [30–32], ухудшению экранирующих свойств SFS -структуры при понижении температуры T [29,33,34]. В случае изучения экранирующих свойств гибридных SF структур в качестве исследуемой величины выступает эффективная глубина проникновения магнитного поля Λ , которая вблизи T_c определяется средней по объему SF -структуры плотностью куперовских пар: $\Lambda^{-2} \sim (n^s - n^t)$, где индекс $s(t)$ относится к синглетной (триплетной) составляющей конденсата. Различное распределение компонент n^s и n^t в структуре может привести к изменению знака Λ^{-2} , что и служит причиной ЛОФФ-неустойчивости в плоскости слоев [24].

В данной работе изучены экранирующие свойства слоистой SFS -структуры с диффузным типом проводимости при температуре, близкой к температуре фазового перехода в сверхпроводящее состояние. Получены условия появления дополнительной ЛОФФ-модуляции в плоскости слоев, которая подавляет парамагнитный эффект Мейснера в такой системе. В разд. 2 обсуждается используемая модель и приведены основные уравнения для ее описания. В разд. 3 на основе линейризованных уравнений Узалея получены аналитические решения, описывающие неоднородное сверхпроводящее состояние (0 или π) с произвольным значением волнового числа p в плоскости слоев, возникающее под действием обменного поля и эффекта близости. Выполнены расчеты критической температуры сверхпроводящего перехода T_c и изучены переключения между 0- и π -состояниями с различными значениями волнового числа p , которые сопровождаются немонотонной зависимостью T_c от размера ферромагнитной области. В разд. 4 выполнены расчеты эффективной глубины проникновения магнитного поля Λ в SFS -структуру и изучено влияние ЛОФФ-неустойчивости на экранирующие свойства гибридной структуры. В заключении приведены основные результаты работы.

2. Модель и основные уравнения

Рассмотрим модельную трехслойную SFS -структуру с тонкими сверхпроводящими слоями с толщиной d_s порядка сверхпроводящей длины когерентности $\xi_s = \sqrt{\hbar D_s / 2\pi T_{cs}}$ и ферромагнитным барьером толщиной d_f . Будем считать, что образующие гибридную структуру S - и F -металлы с коэффициентами диффузии $D_{s,f}$ соответственно удовлетворяют условиям „грязного“ предела [35], так что длина свободного пробега электронов в металлах $l = v_F \tau$ достаточно мала

($l \ll \xi_0$), а критическая температура сверхпроводника T_{cs} (при отсутствии эффекта близости и/или внешнего магнитного поля) и энергия обменного поля ферромагнетика h удовлетворяют условиям $T_{cs}\tau \ll 1$ и $h\tau \ll 1$. Здесь τ -характерное время упругого рассеяния электронов на немагнитных примесях, а $\xi_0 = \hbar v_F / \Delta_0$ — длина когерентности при $T = 0$.

Используя стандартную параметризацию квазиклассической аномальной функции Грина [36,37]

$$\hat{f}_{s,f} = f_{s,f}^s + \mathbf{f}_{s,f}^t \hat{\sigma}, \quad (1)$$

можно записать линейризованные уравнения Узалея [38] для компонент аномальной функции Грина $f_f^{s,t}$ в ферромагнетике с нулевым потенциалом спаривания в виде (подробнее, см. обзоры [39–41])

$$-(D_f/2)\nabla^2 f_f^{s,t} + |\omega_n| f_f^{s,t} + ih \operatorname{sgn} \omega_n f_f^{t,s} = 0, \quad (2)$$

$$-(D_s/2)\nabla^2 f_s^s + |\omega_n| f_s^s = \Delta(\mathbf{r}), \quad (3)$$

$$-(D_s/2)\nabla^2 f_s^t + |\omega_n| f_s^t = 0. \quad (4)$$

Здесь $\omega_n = (2n + 1)\pi T_c$ — мацубаровские частоты для температуры T_c , $f_s^s(f_f^s)$ — амплитуда синглетной компоненты, вектор $\mathbf{f}_s^s = f_s^s \mathbf{z}_0$ ($\mathbf{f}_f^s = f_f^s \mathbf{z}_0$) в случае однородного обменного поля и намагнитченности $\mathbf{M} = M \mathbf{z}_0$ описывает триплетную компоненту в сверхпроводнике (ферромагнетике), а $\hat{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ — вектор матриц Паули. Триплетная компонента $f_{s,f}^t$ описывает сверхпроводящие корреляции с нулевой проекцией суммарного спина на ось квантования, которые затухают в ферромагнетике на том же масштабе $\xi_f = \sqrt{\hbar D_f / h}$, что и синглетные корреляции f_f^s . Параметр порядка $\Delta(\mathbf{r})$ отличен от нуля только в S слоях и удовлетворяет уравнению самосогласования

$$\Delta(\mathbf{r}) = \pi T \rho \sum_{\omega_n} f_s^s(\mathbf{r}, \omega_n), \quad (5)$$

в котором ответственная за синглетное спаривание константа ρ постоянна в сверх проводнике и равна нулю в ферромагнетике. Уравнения Узалея (2), (3), (4) следует дополнить граничными условиями Куприянова–Лукичева [42] на FS границах ($x = \pm x_f = d_f/2$) для синглетной и триплетной компонент

$$\sigma_s \partial_x f_s^{s,t} = \sigma_f \partial_x f_f^{s,t}, \quad (6)$$

$$f_s^{s,t} = f_f^{s,t} \pm \gamma_b \xi_n \partial_x f_f^{s,t}, \quad (7)$$

а также свободными граничными условиями на внешних поверхностях структуры ($x = \pm x_s = \pm(d_f/2 + d_s)$)

$$\partial_x f_s^{s,t} = 0. \quad (8)$$

Здесь σ_s и σ_f — удельные проводимости S - и F -металлов в нормальном состоянии, параметр γ_b характеризует прозрачность SF -границы и определяется соотношением границы на единицу площади Rb ($\gamma_b \xi_s = Rb \sigma_f$), ∂_x обозначает производную в направлении x , а $\xi_n = \sqrt{\hbar D_f / 2\pi T_{cs}}$ — длина когерентности в несверхпроводящем ферромагнетике.

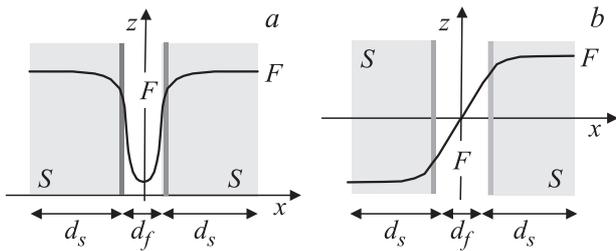


Рис. 1. Качественный вид распределения волновой функции куперовских пар F в трехслойной SFS-структуре: (a) фаза [$F(-x) = F(x)$]; (b) π -фаза [$F(-x) = -F(x)$].

3. Неоднородные сверхпроводящие состояния в трехслойной SFS-структуре

Получим аналитические решения, описывающие пространственное распределение синглетной и триплетной компонент аномальной функции Грина в гибридной структуре, изображенной на рис. 1 для 0- и π -состояний. Будем искать решения уравнений (2) в F слое ($|x| \leq x_f$) с заданным волновым числом p в виде

$$f_f^{s,t}(\mathbf{r}, \omega_n) = F_f^{s,t}(x, \omega_n) \exp(ipz), \quad (9)$$

учитывая тем самым возможность ЛОФФ-модуляции с пространственным масштабом $2\pi/p$, при которой фаза сверхпроводящего параметра порядка Δ осциллирует вдоль SF-границы. Распределение комплексной амплитуды в поперечном направлении (вдоль оси x)

$$F_f^{s,t}(x, \omega_n) = C_f^{s,t}(\omega_n) \chi^{0,\pi}(q_p x) \quad (10)$$

отличается для 0 и π -состояний с учетом симметрии решения

$$\chi^0(u) = \text{ch } u, \quad \chi^\pi(u) = \text{sh } u. \quad (11)$$

Для решений вида (9),(10) уравнение (2) при $h \gg \pi T_{cs}$ сводится к линейной алгебраической системе

$$-\xi_f^2(q_p^2 - p^2)C_f^{s,t} + 2i \text{sgn } \omega_n C_f^{t,s} = 0 \quad (12)$$

относительно комплексных коэффициентов $C_f^{s,t}(\omega_n)$, зависящих от мацубаровской частоты ω_n . Система (12) имеет нетривиальное решение, если

$$q_p^2 = (q_{p1} + iq_{p2})^2 = p^2 \pm 2i/\xi_f^2. \quad (13)$$

Дисперсионное уравнение (13) устанавливает простое соотношение между коэффициентами $C_f^{s,t}(\omega_n)$

$$C_f^t(\omega_n) = \pm \text{sgn } \omega_n C_f^s(\omega_n). \quad (14)$$

Учитывая соотношение (14) между коэффициентами $C_f^{s,t}(\omega_n)$, можно записать выражения для амплитуд синглетной $F_f^s(x, \omega_n)$ и триплетной $F_f^t(x, \omega_n)$ компонент

в F-слое ($|x| \leq x_d$) для заданного значения волнового числа p в виде

$$F_f^s(x, \omega_n) = A_n \chi^{0,\pi}(q_p x) + \tilde{A}_n \chi^{0,\pi}(q_p^* x), \quad (15)$$

$$F_f^t(x, \omega_n) = \text{sgn } \omega_n [A_n \chi^{0,\pi}(q_p x) - \tilde{A}_n \chi^{0,\pi}(q_p^* x)] \quad (16)$$

для 0- и π -состояний SFS-структуры.

Предполагая сверхпроводящий слой тонким ($d_s \lesssim \xi_s$) проинтегрируем уравнения (3), (4) по толщине S-слоя, используя граничное условие (8) и пренебрегая изменением функций $f_s^{s,t}$ и Δ в поперечном x направлении [39,43]

$$f_s^{s,t}(\mathbf{r}, \omega_n) \simeq F_s^{s,t}(\omega_n) \exp(ipz), \quad \Delta(\mathbf{r}) \simeq \Delta_s \exp(ipz). \quad (17)$$

В результате получим следующее соотношение между амплитудой $F_s^{s,t}$ и производной $\partial_x F_s^{s,t}$ компонент аномальной функции Грина на FS-границе ($x = x_f$)

$$\partial_x F_s^s = \frac{d_s}{\pi T_{cs} \xi_s^2} [\Delta_s - \Omega_n F_s^s], \quad \partial_x F_s^t = -\frac{d_s \Omega_n}{\pi T_{cs} \xi_s^2} F_s^t, \quad (18)$$

где $\Omega_n = |\omega_n| + D_s p^2/2$.

Подставляя решения (15),(16) в граничные условия (6), (7) и (18) на FS-границе получим, что для действительного значения параметра порядка Δ_s синглетная f_s^s и триплетная f_s^t компоненты аномальной функции Грина в сверхпроводнике и ферромагнетике определяются следующими выражениями

$$F_s^s(\omega_n) = \text{Re}[A_{ns}], \quad F_s^t(\omega_n) = i \text{sgn } \omega_n \text{Im}[A_{ns}]$$

$$F_f^s(r, \omega_n) = \text{Re}[A_{nf} \chi^{0,\pi}(q_p x)],$$

$$F_f^t(r, \omega_n) = i \text{sgn } \omega_n \text{Im}[A_{nf} \chi^{0,\pi}(q_p x)], \quad (19)$$

в которых комплексные амплитуды

$$A_{ns} = \frac{\Delta_s}{|\omega_n| + \Omega^{0,\pi}(p)},$$

$$A_{nf} = \frac{A_{ns}}{\chi^{0,\pi}(u_f) + \gamma_b \xi_n q_p \chi^{\pi,0}(u_f)}, \quad (20)$$

($u_f = q_p x_f$) соответствующие мацубаровской частоте ω_n зависят от параметра распаривания

$$\Omega^{0,\pi} = \pi T_{cs} \xi_s^2 \left[p^2 + \frac{\sigma_f / \sigma_s}{d_s (\gamma_0 \xi_n + \chi^{0,\pi}(u_f) / q_p \chi^{\pi,0}(u_f))} \right]. \quad (21)$$

Легко видеть, что амплитуды синглетных компонент аномальной функции Грина F_s^s и F_f^s оказываются действительными четными функциями мацубаровских частот ($F_{s,f}^s(r, -\omega_n) = F_{s,f}^s(r, \omega_n)$). В то время как амплитуды триплетных компонент $F_{s,f}^t$ — чисто мнимые и нечетные функции $F_{s,f}^t(r, -\omega_n) = -F_{s,f}^t(r, \omega_n)$ [36,40,43].

Критическая температура сверхпроводящего перехода определяется уравнением самосогласования (5) для

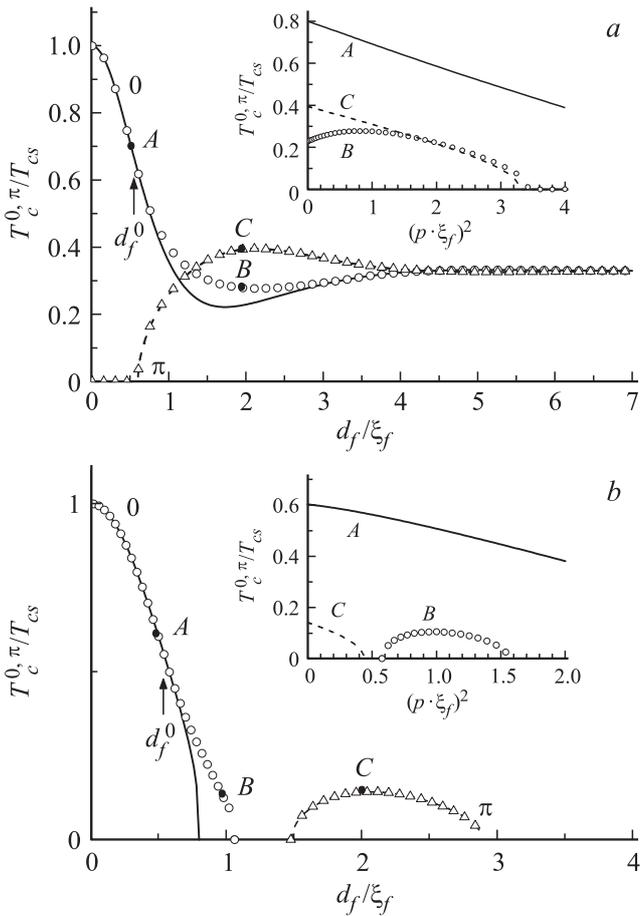


Рис. 2. Зависимость критической температуры $T_c^{0,\pi}(0)$ (линии) и $T_c^{0,\pi}(p_m)$ (символы) от толщины F -слоя d_f для 0- (сплошная линия) и π - (пунктирная линия) состояний: $a - d_s = 0.5\xi_s$, $b - d_s = 0.4\xi_s$. Остальные параметры: $\sigma_s/\sigma_f = 0.5$, $\xi_s/\xi_f = 0.1$, $\xi_n/\xi_f = 1.5$, $\gamma_b = 0.75$. На вставке показаны типичные зависимости критической температуры $T_c^{0,\pi}(p)$ от волнового числа p продольной ЛОФФ-модуляции для точек $A-C$ на зависимости $T_c^{0,\pi}$ от толщины F -слоя d_f .

синглетного параметра порядка $\Delta(\mathbf{r})$, которое с учетом решений (19), (20) можно записать в традиционном виде

$$\ln \frac{T_c^{0,\pi}(p)}{T_{cs}} = \Psi\left(\frac{1}{2}\right) - \text{Re}\left[\Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\Omega^{0,\pi}(p)}{2\pi T_c^{0,\pi}(p)}\right)\right], \quad (22)$$

где Ψ — дигамма функция. Параметр $\Omega^{0,\pi}(p)$ (21) учитывает орбитальный и парамагнитный механизмы распаривания, совместное действие которых приводит к формированию неоднородных 0- и π -сверхпроводящих состояний с ЛОФФ-модуляцией вдоль слоев. Критическая температура сверхпроводящего перехода T_c определяется, как обычно, максимальным значением $T_c^{0,\pi}(p)$

$$T_c = \max_p \{T_c^0(p), T_c^\pi(p)\} \quad (23)$$

и достигается при значении волнового числа $p = p_m$, которое в общем случае может быть отличным от нуля.

На рис. 2 показаны типичные зависимости температуры перехода $T_c^{0,\pi}$ (22), (23) в сверхпроводящее 0- или π -состояние от толщины слоя ферромагнетика d_f без учета ($p = 0$) и с учетом ($p \neq 0$) продольной ЛОФФ-модуляции для двух близких значений отношения σ_s/σ_f . Как видно из рисунка, для тонких F -барьеров с толщиной $d_f \ll \xi_f$ устанавливается однородное по z сверхпроводящее состояние ($p_m = 0$), у которого разность фаз параметров порядка $\Delta\theta$ в сверхпроводящих слоях отсутствует (0-состояние), эффект близости слабый, и критическая температура этого состояния близка к критической температуре объемного сверхпроводника T_{cs} . С увеличением толщины F -слоя влияние обменного поля ферромагнетика растет, а критическая температура SFS -структуры уменьшается, оставаясь по-прежнему максимальной при $p_m = 0$ (кривая A на вставке к рис. 2). При $d_f > d_f^0$ зависимость $T_c(p)$ качественно меняется: максимальное значение критической температуры достигается при $p = p_m \neq 0$ (кривая B на вставке к рис. 2), и SFS -структура переходит модулированное ЛОФФ-0-состояние $\{0, p_m\}$. На рис. 3 показана зависимость оптимального волнового числа p_m от толщины F слоя d_f для 0- и π -состояний. При дальнейшем увеличении d_f критическая температура $T_c^0(p_m)$ 0-состояния с ЛОФФ-модуляцией снижается. Одновременно начинают играть роль знакопеременные осцилляции парной волновой функции в ферромагнетике в поперечном направлении, поскольку толщина d_f становится соизмеримой с периодом осцилляций $\sim \xi_{f2} = 1/q_{p2}$ аномальной функции Грина $F_f^{s,t}$. Это приводит к формированию однородного по z π -состояния $\{\pi, 0\}$, у которого разность фаз параметров порядка $\Delta\theta = \pi$, которое затем сменяется модулированным π -состоянием $\{\pi, p_m\}$. Таким образом,

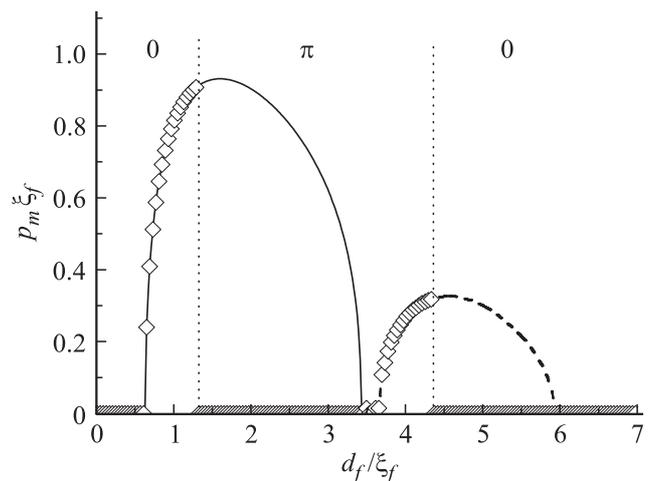


Рис. 3. Зависимость оптимального волнового числа p_m от толщины F -слоя d_f для 0- (сплошная линия) и π - (пунктирная линия) состояний. Символами показана зависимость $p_m(d_f)$, построенная с учетом условия (23). Области, соответствующие 0- и π -состояниям, разделены вертикальными точечными линиями. Параметры SFS -структуры совпадают с используемыми на рис. 2, a .

эффект близости и обменное взаимодействие могут индуцировать в SFS-структуре как необычное π -состояние, так и продольную слоям ЛОФФ-модуляцию [24].

Как и в случае SF-бислоя продольная модуляция параметра порядка возникает в трехслойных SFS-структурах, у которых сверхпроводимость существенно ослаблена эффектом близости с ферромагнитным металлом, т.е. при $T_c \ll T_{cs}$. Поэтому для возникновения ЛОФФ-модуляции сверхпроводящие слои должны быть достаточно тонкими ($d_s < \xi_s$), а ферромагнитный металл — низкоомным ($\sigma_s < \sigma_f$). В этих условиях однородное по z сверхпроводящее состояние может оказаться полностью подавленным ($T_c(0) = 0$) [43,44]. Однако формирование неоднородного вдоль слоев S состояния „расширяет“ область допустимых параметров SFS-структуры, при которых сверхпроводимость тем не менее существует ($T_c(p \neq 0) > 0$) (см. рис. 2, *b*). Поскольку необходимое для формирования ЛОФФ-состояния условие $T_c \ll T_{cs}$, как правило, выполняется в окрестности $0-\pi$ перехода, возникновение продольной слоям фазовой модуляции приводит к заметному смещению положения перехода и может оказать влияние на характеристики джозефсовской связи вблизи перехода SFS-структуры между 0 - и π -состояниями.

4. Эффективная глубина проникновения магнитного поля

Экранирующие свойства гибридных SF-структур при температурах T , близких к критической T_c характеризуются эффективной глубиной проникновения магнитного поля Λ , зависящей от средней по объему плотности куперовских пар в структуре $n_s = \langle n_s(x) \rangle$, где $n_s(x) \propto \lambda^{-2}(x)$

$$\Lambda^{-2} = \frac{2}{d} \int_0^{x_s} \frac{dx}{\lambda^2(x)} \propto n_s. \quad (24)$$

Здесь $d = d_d + 2d_s$ — толщина SFS-структуры, а $\lambda(x)$ — лондоновская глубина проникновения, которая входит в соотношение

$$\mathbf{j} = \frac{c}{4\pi\lambda^2} \left(\frac{\hbar c}{2e} \nabla\theta - \mathbf{A} \right) \quad (25)$$

между экранирующим током \mathbf{j} и векторным потенциалом \mathbf{A} и следующим образом может быть записана через амплитуды $F_{f,s}^s$ и $F_{f,s}^i$ (19), (20) квазиклассических функций Грина (9), (10)

$$\lambda_{s,f}^{-2} = \frac{8\pi^2 T_c \sigma_{s,f}}{\hbar c^2} \sum_{\omega_n} \text{Re}[F_{s,f}^2], \quad (26)$$

где $F_{s,f} = F_{s,f}^s + F_{s,f}^i$ для S - и F -слоев соответственно. Подставляя в (24), (26) в качестве амплитуд квазиклассических функций Грина $F_{f,s}^s$ и $F_{f,s}^i$ -решения линейари-

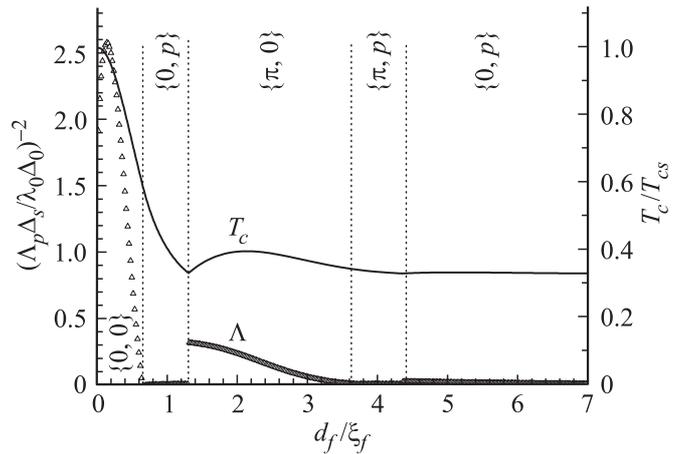


Рис. 4. Зависимость критической температуры T_c (23) (сплошная линия), эффективной глубины проникновения Λ (24) (символы) от радиуса F -слоя d_f . Глубина проникновения Λ нормирована на величину λ_0 , где $\lambda_0^{-2} = 4\pi^2 \sigma_s \Delta_0 / \hbar c^2$, а $\Delta_0 = 3.52 T_{cs}$. Области, соответствующие 0 - и π -состояниям, разделены вертикальными точечными линиями. Параметры SFS-структуры совпадают с используемыми на рис. 2, *b*.

зованных уравнений Узалея (19), (20), получим следующее выражение для эффективной глубины проникновения магнитного поля $\Lambda_{0,\pi}(p)$ для состояний $\{0, p\}$ и $\{\pi, p\}$ вида (10), (17) соответственно

$$\Lambda_{0,\pi}^{-2}(p) = \frac{8\Delta_s^2 \sigma_s}{\hbar c^2 T_c^{0,\pi}} \text{Re} \left\{ \Psi_1 \left(\frac{1}{2} + \frac{\Omega^{0,\pi}(p)}{2\pi T_c^{0,\pi}} \right) \times \left[\frac{d_s}{d} + \frac{\sigma_f / \sigma_s (\text{th } u_f \pm 2u_f / \text{ch}^2 u_f)}{4q_p d Z_0^2} \right] \right\}, \quad (27)$$

$$Z_0 = 1 + \gamma_b q_p \xi_n \text{th } u_f, \quad Z_\pi = \text{th } u_f + \gamma_b q_p \xi_n,$$

где Ψ_1 — тригамма функция. На линии фазового перехода второго рода при $T = T_c$ сверхпроводимость пропадает ($\Delta_s = 0$), а эффективная глубина проникновения (24) расходится ($\Lambda_{0,\pi}(p) \rightarrow \infty$). При $T \lesssim T_c$ структура сверхпроводящего параметра порядка, соответствующая минимуму свободной энергии, может отличаться от (17) [45], и для определения равновесного значения Δ_s необходимо отказаться от линейного приближения (2)–(4) и использовать полные нелинейные уравнение Узалея. Поэтому выражение (27) устанавливает лишь соотношение между сверхпроводящим параметром порядка Δ_s и эффективной глубиной проникновения магнитного поля $\Lambda_{0,\pi}(p)$ в SFS-структуру для состояний $\{0, p\}$ и $\{\pi, p\}$ при температуре T близкой к критической T_c . На рис. 4 показаны зависимости критической температуры T_c (23) и величины $(\Lambda \Delta_s)^{-2} = (\Lambda_{0,\pi}(p_m) \Delta_s)^{-2}$ (27) от толщины F -слоя d_f . Смена режимов происходит в соответствии с условием (23), при выполнении которого устанавливается состояние $\{0, p_m\}$ или $\{\pi, p_m\}$ с максимальной критической температурой фазового перехода. Заметим,

что $0-\pi$ переходу, как правило, предшествует формирование в SFS -структуре состояния с продольной ЛОФФ-модуляцией, так что при $0-\pi$ переходе изменяется не только поперечная, но и продольная структура парной волновой функции. Скачки величины $(\Lambda_{0,\pi}(p)\Delta_s)^{-2}$ при $0-\pi$ переходе связаны с качественными изменениями поперечной структуры (четности) парной волновой функции в F -слое. Подобные проявления $0 \rightarrow \pi$ перехода в трехслойных SFS -структурах наблюдались в экспериментах [29,33] по заметному уменьшению средней плотности куперовских пар n_s и увеличению эффективной глубины проникновения $\Lambda \propto 1/\sqrt{n_s}$ при понижении температуры T .

Условие $\Lambda_{0,\pi}^{-2}(0) = 0$, при котором пропадает совокупный диамагнитный отклик структуры, определяет границу появления ЛОФФ-неустойчивости однородного по z состояния (0 или π) в SFS -структуре. Как и в случае SF -бислоя [24], этот критерий глобальной устойчивости сверхпроводящего 0 (π) состояния удобно записать в виде

$$\Lambda_{0,\pi}^{-2}(0) = -\frac{16\Delta_s^2\sigma_s d_s}{\hbar c^2 T_c^{0,\pi} T_{cs} d\xi_s^2} \left[1 - \operatorname{Re} \left\{ \frac{\Omega^{0,\pi}(0)}{2\pi T_c^{0,\pi}} \times \Psi_1 \left(\frac{1}{2} + \frac{\Omega^{0,\pi}(0)}{2\pi T_c^{0,\pi}} \right) \right\} \right] \frac{dT_c^{0,\pi}}{dp^2} \Big|_{p=0}, \quad (28)$$

используя решение $T_c^{0,\pi}(p)$ уравнения самосогласования (22). Таким образом, если $\Lambda_{0,\pi}^{-2}(0) \geq 0$ ($dT_c^{0,\pi}/dp^2 \leq 0$ при $p = 0$), то в SFS -структуре устанавливается однородное по z состояние (0 или π), для которого критическая температура $T_c^{0,\pi}$ максимальна. Если $\Lambda_{0,\pi}^{-2}(0) < 0$ ($dT_c^{0,\pi}/dp^2 > 0$ при $p = 0$), то максимальная критическая температура T_c (23) достигается при $p = p_m \neq 0$, когда $T_c^{0,\pi}(p)$ принимает максимальное значение ($dT_c^{0,\pi}/dp^2 = 0$ при $p = p_m$). При этом следует ожидать восстановление диамагнитного отклика гибридной структуры [24].

5. Заключение

Таким образом, в данной работе приведены результаты теоретических исследований неоднородных состояний в гибридных слоистых структурах сверхпроводник/ферромагнетик/сверхпроводник с эффектом близости. Показано, что обменное взаимодействие и эффект близости могут вызвать как переходы между сверхпроводящими 0 - и π -состояниями, так и формировать неоднородное состояние типа Ларкина–Овчинникова–Фульде–Феррелла с фазовой модуляцией вдоль слоев на масштабе $2\pi/p$, определяемом волновым числом $p \approx 1/\xi_f$. На основе линеаризованных уравнений Узаделя выполнены расчеты критической температуры фазового перехода T_c в неоднородные 0 - и π -состояния с различными значениями p , которая немонотонно зависит от толщины слоя ферромагнитного слоя d_f . Изучены особенности, устойчивость и условия формирования

продольного слоям ЛОФФ-состояния и проанализированы экранирующие свойства гибридной SFS -структуры. Показано, что $0-\pi$ переход сопровождается развитием (подавлением) ЛОФФ-неустойчивости. Фазовый переход в ЛОФФ-состояние совпадает с подавлением диамагнитного отклика, так что эффективная глубина проникновения магнитного поля Λ в SFS -структуру расходится ($\Lambda^{-2} = 0$). Переключения между 0 - и π - и/или ЛОФФ-состояниями сопровождается немонотонной зависимостью Λ от толщины ферромагнитного слоя d_f .

Список литературы

- [1] R. Holm, W. Meissner. Z. Physik **74**, 715 (1932).
- [2] Л.Н. Булаевский, В.В. Кузий, А.А. Собынин. Письма в ЖЭТФ **25**, 314 (1977)
- [3] А.И. Буздин, Л.Н. Булаевский, С.В. Панюков. Письма в ЖЭТФ **35**, 147 (1982).
- [4] А.И. Буздин, М.Ю. Куприянов. Письма в ЖЭТФ **53**, 308 (1991).
- [5] А.И. Буздин, В. Вуйчич, М.Ю. Куприянов. ЖЭТФ **101**, 231 (1992).
- [6] V.V. Ryazanov, V.A. Oboznov, A.Yu. Rusanov, A.V. Veretennikov, A.A. Golubov. J. Aarts. Phys. Rev. Lett. **86**, 2427 (2001).
- [7] T. Kontos, M. Aprili, J. Lesueur, F. Genet, B. Stephanidis, R. Boursier. Phys. Rev. Lett. **89**, 137007 (2002).
- [8] J.S. Jiang, D. Davidović, D.H. Reich, C.L. Chien. Phys. Rev. Lett. **74**, 314 (1995).
- [9] I.A. Garifullin, D.A. Tikhonov, N.N. Garif'yanov, L. Lazar, Yu.V. Goryunov, S.Ya. Khlebnikov, L.R. Tagirov, K. Westerholt, H. Zabel. Phys. Rev. B **66**, 020505 (2002).
- [10] V.I. Zdravkov, J. Kehrle, G. Obermeier, S. Gsell, M. Schreck, C. Müller, H.A. Krug von Nidda, J. Lindner, J. MoosburgerWill, E. Nold, R. Morari, V.V. Ryazanov, A.S. Sidorenko, S. Horn, R. Tidecks, L.R. Tagirov. Phys. Rev. B **82**, 054517 (2010).
- [11] Th. Mühge, N.N. Garif'yanov, Yu.V. Goryunov, G.G. Khalullin, L.R. Tagirov, K. Westerholt, I.A. Garifullin, H. Zabel. Phys. Rev. Lett. **77**, 1857 (1996).
- [12] С.Н. Вдовичев, Ю.Н. Ноздрин, Е.Е. Пестов, П.А. Юнин, А.В. Самохвалов. Письма в ЖЭТФ **104**, 336 (2016).
- [13] M. Weides, M. Kemmler, E. Goldobin, H. Kohlstedt, R. Waser, D. Koelle, R. Kleiner. Phys. Rev. Lett. **97**, 247001 (2006).
- [14] S.V. Bakurskiy, N.V. Klenov, I.I. Soloviev, M.Yu. Kupriyanov, A.A. Golubov. Appl. Phys. Lett. **108**, 042602 (2016).
- [15] H. Hilgenkamp, J. Mannhart, B. Mayer. Phys. Rev. B **53**, 14586 (1996).
- [16] C. Gürlich, S. Scharinger, M. Weides, H. Kohlstedt, R.G. Mints, E. Goldobin, D. Koelle, R. Kleiner. Phys. Rev. B **81**, 094502 (2010).
- [17] L.N. Bulaevskii, V.V. Kuzii, A.A. Sobyenin. Solid State Commun. **25**, 1053 (1978).
- [18] R.G. Mints. Phys. Rev. B **57**, R3221 (1998).
- [19] A. Buzdin, A.E. Koshelev. Phys. Rev. B **67**, 220504 (2003).
- [20] H. Sickinger, A. Lipman, M. Weides, R.G. Mints, H. Kohlstedt, D. Koelle, R. Kleiner, E. Goldobin. Phys. Rev. Lett. **109**, 107002 (2012).

- [21] A.K. Feofanov, V.A. Oboznov, V.V. Bol'ginov, J. Lisenfeld, S. Poletto, V.V. Ryazanov, A.N. Rossolenko, M. Khabipov, D. Balashov, A.B. Zorin, P.N. Dmitriev, V.P. Koshelets, A.V. Ustinov. *Nature Phys.* **6**, 593 (2010).
- [22] А.И. Ларкин, Ю.Н. Овчинников. *ЖЭТФ* **47**, 1136 (1964).
- [23] P. Fulde, R.A. Ferrell. *Phys. Rev.* **135**, A550 (1964).
- [24] S. Mironov, A. Mel'nikov, A. Buzdin. *Phys. Rev. Lett.* **109**, 237002 (2012).
- [25] I.V. Bobkova, Yu.S. Varash. *Письма в ЖЭТФ* **80**, 563 (2004).
- [26] S. Mironov, A. Buzdin. *Phys. Rev. Lett.* **118**, 077001 (2017).
- [27] T.R. Lemberger, I. Hetel, A.J. Hauser, F.Y. Yang. *J. Appl. Phys.* **103**, 07C701 (2008).
- [28] M. Houzet, J.S. Meyer. *Phys. Rev. B* **80**, 012505 (2009).
- [29] M.J. Hinton, S. Steers, B. Peters, F.Y. Yang, T.R. Lemberger. *Phys. Rev. B* **94**, 014518 (2016).
- [30] F. Bergeret, A.F. Volkov, K.B. Efetov. *Phys. Rev. B* **64**, 134506 (2001).
- [31] Y. Asano, A.A. Golubov, Y.V. Fominov, Y. Tanaka. *Phys. Rev. Lett.* **107**, 087001 (2011).
- [32] T. Yokoyama, Y. Tanaka, N. Nagaosa. *Phys. Rev. Lett.* **106**, 246601 (2011).
- [33] N. Pompeo, K. Torokhtii, C. Cirillo, A.V. Samokhvalov, E.A. Ilyina, C. Attanasio, A.I. Buzdin, E. Silva. *Phys. Rev. B* **90**, 064510 (2014).
- [34] A.V. Samokhvalov, A.I. Buzdin. *Phys. Rev. B* **92**, 054511 (2015).
- [35] Д. Сан-Жам, Г. Сарма, Е. Томас. *Сверхпроводимость второго рода*. Мир, М. (1970). С. 198.
- [36] M. Eschrig. *Rep. Prog. Phys.* **78**, 10450 (2015).
- [37] В.П. Минсеев, К.В. Самохин. *Введение в теорию необычной сверхпроводимости*. МФТИ, М. (1998). 144 с.
- [38] L. Usadel. *Phys. Rev. Lett.* **25**, 507 (1970).
- [39] A.I. Buzdin. *Rev. Mod. Phys.* **77**, 935 (2005).
- [40] F.S. Bergeret, A.F. Volkov, K.B. Efetov. *Rev. Mod. Phys.* **77**, 1321 (2005).
- [41] T. Champel, M. Eschrig. *Phys. Rev. B* **71**, 220506 (2005).
- [42] М.Ю. Куприянов, В.Ф. Лукичев. *ЖЭТФ* **94**, 139 (1988).
- [43] Ya.V. Fominov, N.M. Chitchekatchev, A.A. Golubov. *Phys. Rev. B* **66**, 014507 (2002).
- [44] А.А. Голубов, М.Ю. Куприянов, В.Ф. Лукичев, А.А. Орликовский. *Микроэлектроника* **12**, 355 (1983).
- [45] A.I. Buzdin, H. Kachkachi. *Phys. Lett. A* **225**, 341 (1997).