

О ПРОЯВЛЕНИЯХ СОСТОЯНИЯ ЛАРКИНА – ОВЧИННИКОВА – ФУЛЬДЕ – ФЕРРЕЛЛА В БИМЕТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ ФЕРРОМАГНЕТИК-СВЕРХПРОВОДНИК

Ю.Н.Прошин, М.Г.Хусаинов¹⁾

Казанский государственный университет

420008 Казань, Россия

Поступила в редакцию 26 августа 1997 г.

На основе развиваемой в статье теории эффекта близости предсказаны явления возвратной и периодически-возвратной сверхпроводимости в контактах и сверхрешетках ферромагнетик/сверхпроводник (F/S). Данные эффекты являются следствием реализации состояния Ларкина – Овчинникова – Фульде – Феррелла в F-слоях. Дано объяснение качественно различного поведения критической температуры, наблюдавшегося разными экспериментальными группами на одних и тех же структурах F/S.

PACS: 74.50.+g, 74.62.-c, 74.80.Dm

Анализ последних экспериментов [1–5] с мультислоями ферромагнетик/сверхпроводник (F/S) свидетельствует о качественно различном поведении зависимости критической температуры T_c от толщины ферромагнитных прослоек d_f для одних и тех же структур F/S. В частности, если в одних экспериментах на системах Fe/V [1] и Gd/Nb [2] быстрое начальное понижение T_c с ростом d_f сменяется последующим выходом на плато, то в других экспериментах на этих же системах ([3] и [4, 5]) выходу на плато предшествует осциллирующее поведение $T_c(d_f)$. Теоретическая интерпретация осцилляций $T_c(d_f)$ в работах [6, 7] сводилась к периодическому "переключению" типа сверхпроводимости с традиционного О-фазного на π -фазный, где знак параметра порядка Δ при переходе через прослойки F меняется на противоположный. Однако рамки работ [6, 7] не позволяют с единых позиций описать два различных типа поведения зависимости $T_c(d_f)$. Более того, недавно было обнаружено, что осцилляции $T_c(d_f)$ имеют место и в трехслойной структуре Fe/Nb/Fe [8], где π -фазная сверхпроводимость невозможна. Вышесказанное требует новой постановки вопроса о природе немонотонной зависимости $T_c(d_f)$ в F/S-системах и построения теории, адекватно описывающей имеющуюся совокупность опытных данных.

Наличие сильного обменного поля в ферромагнитных слоях приводит к необходимости учета двух существенных моментов. Во-первых, важным условием сохранения сверхпроводимости в F/S-системах наряду с большой толщиной S-слоев d_s ($d_s \gg d_f$) является умеренная, не слишком высокая прозрачность F/S-границ. Однако граничные условия для парной амплитуды при произвольной прозрачности F/S-границы пока неизвестны [6]. Во-вторых, из-за эффекта близости парные корреляции наводятся и в F-слоях, однако большое обменное расщепление $2I \gg \pi T_c$ уровня Ферми изменяет условия спаривания. Согласно Ларкину – Овчинникову – Фульде – Ферреллу (ЛОФФ) [9, 10] в ферромагнетике спариваться будут квазичастицы из изоэнергетических состояний p, \uparrow и $-p + k, \downarrow$ с отличными по абсолютной величине им-

¹⁾ e-mail: mansur.khusainov@ksu.ru

пульсами, где $k \simeq 2I/v_f$, а v_f – фермиевская скорость. Рассеяние на немагнитных примесях с частотой τ_f^{-1} , которое не влияет на БКШ-спаривание с нулевым суммарным импульсом, будет препятствовать возникновению ЛОФФ-фазы в F-слоях. Поэтому парная амплитуда в ферромагнитных слоях должна осциллировать с периодом $a_f = k^{-1}$, затухая на длине свободного пробега $l_f = v_f \tau_f$ от F/S-границы.

Ниже показано, что осцилляции парной амплитуды приводят к периодической компенсации парамагнитного эффекта обменного поля, вызывая осцилляции в зависимости $T_c(d_f)$ не только в мультислоях, но и в двуслойных F/S-контактах. Наблюдаемость этих осцилляций, ярким проявлением которых может оказаться периодически-возвратная сверхпроводимость, сильно зависит от чистоты F-слоев и прозрачности F/S-границ.

Рассмотрим вначале плоский контакт между ферромагнитным металлом, занимающим область $-d_f < z < 0$, и сверхпроводником, занимающим область $0 < z < d_s$. В окрестности точки фазового перехода второго рода T_c F/S-контакт определяется из интегрального уравнения Горькова для параметра порядка $\Delta(z)$ неоднородной системы, записанного для удобства в терминах аномальной функции Узалея $F_{\alpha\beta}(z, \omega)$:

$$\Delta(z) = \lambda(z) \pi T \text{Re} \sum_{\omega} F_{\alpha\beta}(z, \omega), \quad (1)$$

$$F_{\alpha\beta}(z, \omega) = \frac{1}{\pi N(z)} \int_{-d_f}^{d_s} H_{\alpha\beta}(z, z', \omega) \Delta(z') dz', \quad (2)$$

где $\lambda(z > 0) = \lambda_s$ и $\lambda(z < 0) = \lambda_f$ – безразмерные параметры межэлектронного взаимодействия, $N(z)$ – плотность состояний на уровне Ферми, α и β – спиновые индексы ($\alpha \neq \beta$), а штрих у знака суммы означает обрезание на дебаевской частоте ω_D ; T – температура, $\omega = \pi T(2n + 1)$ – мацубаровская частота. Методами диаграммной техники [11] можно показать, что при наличии обменного поля и немагнитного рассеяния на примесях коррелятор $H_{\alpha\beta}(z, z', \omega)$ является другого интегрального уравнения:

$$H_{\alpha\beta}(z, z', \omega) = K_{\alpha\beta}(z, z', \omega) + \int_{-d_f}^{d_s} \frac{K_{\alpha\beta}(z, z_1, \omega) H_{\alpha\beta}(z_1, z', \omega)}{2\pi N(z_1) \tau(z_1)} dz_1, \quad (3)$$

см. для сравнения [12]. Здесь введены следующие обозначения:

$$K_{\alpha\beta}(z, z', \omega) = \int \frac{d^2 p}{(2\pi)^2} G_{\alpha\alpha}(\mathbf{p}, z, z', \omega) G_{\beta\beta}(\mathbf{p}, z, z', -\omega), \quad (4)$$

$G_{\alpha\alpha}(\mathbf{p}, z, z', \omega)$ – функция Грина электронов проводимости в нормальной фазе, \mathbf{p} – двумерный импульс в плоскости контакта, а $\tau^{-1}(z)$ – скорость рассеяния на примесях, как и $N(z)$ скачком меняющая свое значение при переходе через границу раздела металлов $z = 0$. Далее, решая для величины $K_{\alpha\beta}(z, z', \omega)$ задачу с потенциальным барьером и на границе раздела F/S в духе работы [12], можно показать, что в "грязном" пределе система интегральных уравнений (2), (3) сводится к краевой

задаче для функции $F_{\alpha\beta}(z, \omega)$. Последняя включает дифференциальное уравнение

$$\left[|\omega| + iI(z)g_{\alpha\beta} \sin n\omega - \frac{1}{2}D_{\alpha\beta}(z) \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] F_{\alpha\beta}(z, \omega) = \Delta(z) \quad (5)$$

с граничными условиями, связывающими поток функции $F_{\alpha\beta}(z, \omega)$ с ее скачком на плоской поверхности раздела металлов $z = 0$:

$$D_{j\alpha\beta} \frac{\partial F_{\alpha\beta}(z, \omega)}{\partial z} \Big|_{z=\pm 0} = \frac{\sigma_j v_j}{4} [F_{\alpha\beta}(+0, \omega) - F_{\alpha\beta}(-0, \omega)], \quad j = f, s. \quad (6)$$

Здесь σ_s и σ_f – прозрачности контакта со стороны металлов S и F, связанные соотношением детального баланса $\sigma_s v_s N_s = \sigma_f v_f N_f$ [13], далее $g_{\uparrow\downarrow} = -g_{\downarrow\uparrow} = 1$, а эффективный коэффициент диффузии дается выражением

$$D_{\alpha\beta}(z) = D(z)/[1 + 2i\tau(z)I(z)g_{\alpha\beta}\text{sign}\omega]; \quad D(z) = D_j = v_j l_j / 3, \quad (7)$$

где $I(z < 0) = 1$, $I(z > 0) = 0$. Уравнения (5) и (6) справедливы при $l_j < \zeta_j$, где $\zeta_j = \text{Re}\sqrt{D_j/2\pi T + 2iI_j}$ – длина когерентности j -го металла.

Полученная краевая задача (1), (5) и (6) для эффекта близости в F/S-контакте отличается от прежних [6,7] в двух аспектах. Во-первых, использованные в [6,7] граничные условия $F(+0, \omega) = F(-0, \omega)$ являются частным случаем уравнения (6) и отвечает пределу высокой прозрачности $\sigma_j \gg l_j/\zeta_j$, то есть пренебрежение потоком $F(z, \omega)$ через F/S-границу. Однако величина σ_j будет сильно зависеть от условий и методики приготовления F/S-границы. Она должна либо служить подгоночным параметром теории, либо измеряться экспериментально. Во-вторых, движение квазичастиц в ферромагнетике носит смешанный диффузионно-спин-волновой характер и описывается эффективным комплексом коэффициентом диффузии $D_j^* = D_j/(1 + 2iI\tau_j)$ [14] в отличие от [6,7].

Сильное распаривающее действие обменного поля I ($I \gg \pi T_{cs}$, где T_{cs} – критическая температура изолированного S-слоя) является основным механизмом разрушения сверхпроводимости в F/S-системах. Пренебрегая для простоты взаимодействием в F-слое $\lambda_f \simeq 0$ ($\Delta(z < 0) \simeq 0$), будем искать решения уравнений (1), (5), (6) в виде, исключающем поток электронов через внешние границы контакта, то есть $F_s(z, \omega) \propto \cos k_s(z - d_s)$ при $z > 0$ и $F_f(z, \omega) \propto \cos k_f(z + d_f)$ при $z < 0$, где k_s и k_f не зависят от ω . Тогда для приведенной температуры $t = T_c/T_{cs}$ сверхпроводящего перехода F/S-контакта получим следующую замкнутую систему уравнений:

$$\ln t = \Psi\left(\frac{1}{2}\right) - \text{Re}\Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{D_s k_s^2}{4\pi T_{cs} t}\right); \quad k_f^2 = \frac{-2iI}{D_f^*} = \frac{-2iI(1 + 2iI\tau_f)}{D_f}; \quad (8)$$

$$D_s k_s \text{tg} k_s d_s = \frac{\sigma_s v_s}{4 - (\sigma_f v_f / D_f^* k_f) \text{ctg} k_f d_f},$$

где $\Psi(x)$ – дигамма-функция. Как следует из уравнений (8), параметр распаривания $D_s k_s^2$ и критическая температура T_c сильно зависят от толщины слоев, прозрачности F/S-границы и соотношения между обменным расщеплением фермиевского уровня $2I$ и частотой столкновений τ_f^{-1} электронов с немагнитными примесями в ферромагнетике.

Пространственные изменения функции Узаделя в F-слое характеризуются волновым числом $k_f = 1/\zeta_f' - i/\zeta_f''$, где ζ_f' отвечает за период осцилляций, а ζ_f'' – за

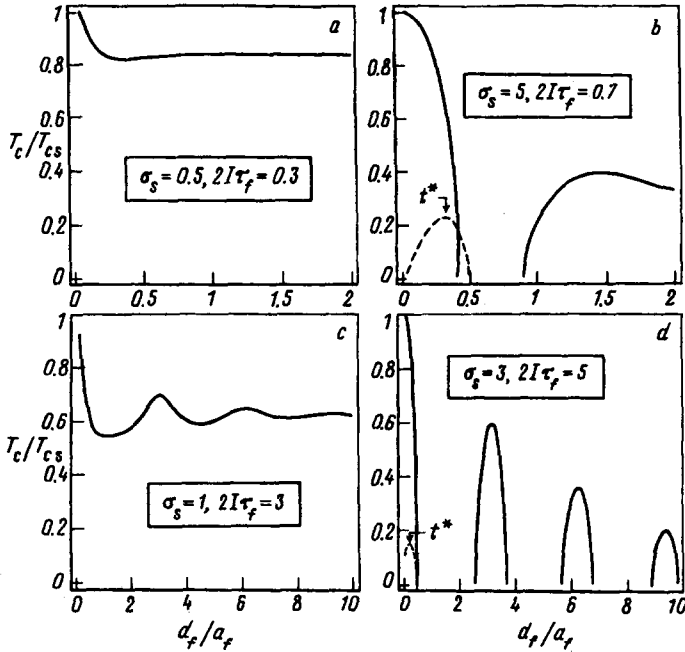


Рис.1. Зависимость приведенной температуры T_c/T_{c0} сверхпроводящего перехода F/S-контакта от приведенной толщины d_f/a_f ферромагнитного слоя, описываемая уравнениями (8) и (10) при $N_s v_s = N_f v_f$, $d_s = 500 \text{ \AA}$ и $\zeta_{s0} = 400 \text{ \AA}$, где ζ_{s0} - длина когерентности БКШ. Значения параметров σ_s и $2I\tau_f$ приведены на самих графиках: а) выход T_c на плато; б) возвратная сверхпроводимость; в) осцилляции T_c ; д) периодически-возвратная сверхпроводимость. Штриховые кривые t^* на рис. б и д изображают линии трикритических точек

глубину проникновения парной амплитуды в ферромагнетик. В грязном пределе $l_f \ll a_f = v_f/2I$ эти две длины примерно одинаковы и отличаются лишь малыми поправками порядка $I\tau_f$:

$$\zeta_f' = \sqrt{D_f/I(1 - I\tau_f)}; \quad \zeta_f'' = \sqrt{D_f/I(1 + I\tau_f)}; \quad 2I\tau_f \ll 1, \quad (9)$$

Как видно из (8). Численный анализ зависимости $T_c(d_f)$ для грязных F/S-контактов при различных значениях параметров σ_s и $2I\tau_f$ представлен на рис.1а, б. Как показано на рис.1а, при слабой прозрачности и сильном затухании осцилляции функции $F_f(z, \omega)$ не проявляются и T_c с ростом d_f плавно выходит на константу. Такое поведение $T_c(d_f)$ наблюдалось в бислоях Gd/Nb [2]. С увеличением σ_s и $2I\tau_f$ в зависимости $T_c(d_f)$ появляется глубокий минимум, развитие которого может привести к возвратной сверхпроводимости, изображенной на рис.1б.

Если $2I\tau_f > 1$, использованное нами выше диффузионное описание движения квазичастиц в ферромагнетике непригодно [14], хотя традиционное условие грязного предела $\pi T\tau_f \ll 1$ выполняется. В этом случае из совместного решения уравнений (2)–(4) следует, что асимптотика функции $F_f(z, \omega)$ описывается волновым числом k_f , отличным от (8):

$$k_f^2 \approx \frac{-2iI(1 + 2iI\tau_f)}{v_f l_f}; \quad \zeta_f' \approx a_f = \frac{v_f}{2I}; \quad \zeta_f'' \approx 2l_f; \quad 2I\tau_f \gg 1, \quad (10)$$

где $\text{Re}k_f$ порядка импульса пар k в состоянии ЛОФФ [9,10], а $\text{Im}k_f \sim l_f^{-1}$ есть разброс в значениях k , то есть затухание. Для описания зависимости $T_c(d_f)$ в F/S-контактах с относительно чистыми F-слоями ($2I\tau_f > 1$) в уравнениях (8) необходимо заменить D_f на $3D_f$. Расспаривающий фактор $D_s k_s^2$ и критическая температура

с ростом d_f будут осциллировать с периодом, определяемым длиной спиновой жесткости $a_f = k^{-1}$. Эти осцилляции будут затухать при $d_f > 2l_f (\gg a_f)$, выводя T_c на константу, как показано на рис.1с. Подобное поведение $T_c(d_f)$ наблюдалось в трислоях Fe/Nb/Fe [8], на случай которых уравнения (8) обобщаются заменой $d_s \Rightarrow d_s/2$. Интересно отметить, что при достаточно больших значениях параметров σ_s и $2I\tau_f$ сверхпроводимость F/S-контакта будет иметь периодически-возвратный характер, как показано на рис.1д.

Сверхпроводимость в F/S-контакте является комбинацией спаривания по механизму БКШ в S-слое со спариванием по механизму ЛОФФ [9,10] в F-слое. Для знакопостоянной парной амплитуды S-слоя $F_s(z)$ осцилляции ее крыла $F_f(z)$ в F-слое на фоне постоянного обменного поля I эквивалентны синусоидальной модуляции последнего. Поэтому максимумы $T_c(d_f)$ возникают всякий раз, когда на толщине F-слоя укладывается четное число четвертей волны $\cos k_f(z + d_f)$. Когда это число нечетное, парамагнитный эффект нескомпенсированной четверти подавляет БКШ-спаривание в S-слое, приводя к минимуму T_c или к разрушению сверхпроводимости. Математически это выражается в своеобразной периодической модуляции прозрачности S/F-границы σ_s и параметра расспаривания $D_s k_f^2$ резонансным знаменателем уравнения (8), содержащим $\text{ctg}(k_f d_f)$. Наличие немагнитного рассеяния делает компенсацию обменного поля неполной, а модуляцию σ_s и T_c с ростом d_f – затухающей.

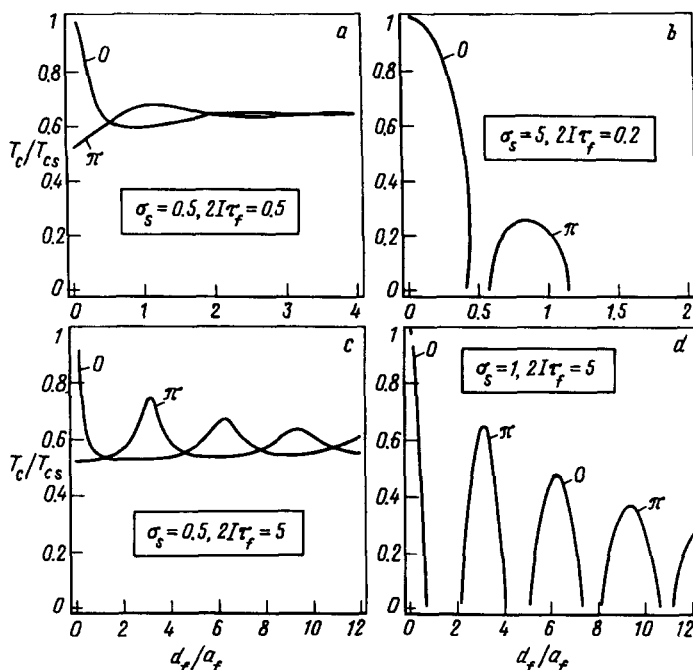


Рис.2. Фазовые диаграммы $T_c/T_{cs}(d_f/a_f)$ сверхрешетки F/S при $N_s v_s = N_f v_f$, $d_s = 500 \text{ \AA}$ и ζ_{s0} – длина когерентности БКШ. Значения параметров σ_s и $2I\tau_f$ приведены на самих графиках: а) единичный всплеск T_c ; б) возвратная сверхпроводимость; в) осцилляции T_c при конкуренции 0-фазного и π -фазного состояний; д) периодически-возвратная сверхпроводимость с чередованием 0-фазного и π -фазного пиков. Знаки 0 и π рядом с кривыми соответствуют 0- и π -фазному состояниям

В отличие от F/S-контактов для элементарной ячейки сверхрешетки F/S существует два устойчивых состояния ЛОФФ, отличающихся четностью парной амплитуды относительно центра F-слоя: 0-фазное с $F_f(z, \omega) \propto \cos k_f(z + d_f/2)$ и π -фазное с $F_f(z, \omega) \propto \sin k_f(z + d_f/2)$. Уравнения для T_c в 0-фазном случае получаются из (8) заменой d_j на $d_j/2$. Для нахождения T_c в π -фазном случае необходимо, кроме

того, в правой части последней из формул (8) функцию $\text{ctg}x$ заменить на $-\text{tg}x$. Раздвижка максимумов T_c на $\pi c_f'$ в 0- и π -состояниях приводит к их конкуренции и чередованию на фазовых диаграммах $T_c(d_f)$, см. рис.2.

При значениях $\sigma_s \sim 2I\tau_f \sim 0.5$, как видно из рис.2а, переход с 0-фазной ветви $T_c(d_f)$ на π -фазную приводит к единичному всплеску T_c , как в мультислоях Gd/Nb [4,5]. При меньших значениях этих величин ($\sigma_s \sim 2I\tau_f \sim 0.3$) 0- и π -фазные решения в области "переключения" сближаются и вместо всплеска T_c на тех же мультислоях Gd/Nb в [2] наблюдают выход ее на плато. Отличие между результатами [2] и [4,5] связано, по-видимому, с разной прозрачностью F/S-границ и чистотой F-слоев в опытных образцах Gd/Nd. Возникающая при высокой прозрачности σ_s возвратная сверхпроводимость, изображенная на рис.2б, характеризуется соседством ограниченных по d_f 0- и π -состояний.

При $2I\tau_f > 1$ осцилляции $T_c(d_f)$ будут более существенны, а их период в 0- или π -фазном случаях по отдельности будет в два раза больше, чем в соответствующем F/S-контакте. Конкуренция 0- и π -фазных состояний, изображенная на рис.2с, 2д, приведет к формальному совпадению периодов осцилляций T_c в сверхрешетках и контактах, что было бы интересно проверить экспериментально, наряду с другими описанными выше проявлениями состояния ЛОФФ в F/S-системах.

-
1. P.Koorewaar, Y.Suzuki, R.Coehoorn et al., Phys. Rev. B49, 441 (1994).
 2. C.Strunk, C.Surgers, U.Paschen et al., Phys. Rev. B49, 4053 (1994).
 3. H.K.Wong, B.Y.Jin, H.Q.Yang et al., J. Low Temp. Phys. 63, 307 (1986).
 4. J.S.Jiang, D.Davidovic, D.H.Reich et al., Phys. Rev. Lett. 74, 314 (1995).
 5. J.S.Jiang, D.Davidovic, D.H.Reich et al., Phys. Rev. B 54, 6119 (1996).
 6. Z.Radovic, M.Ledvij, L.Dobrosavljevic-Grujic et al., Phys. Rev. B44, 759 (1991).
 7. А.И.Буздин, Б.Вуйичич, М.Ю.Куприянов, ЖЭТФ 101, 231 (1992).
 8. Th.Muhge, N.N.Garif'yanov, Yu.V.Goryunov et al., Phys. Rev. Lett. 77, 1857 (1996).
 9. А.И.Ларкин, Ю.Н.Овчинников, ЖЭТФ 47, 1136 (1964).
 10. P.Fulde and R.A.Ferell, Phys. Rev. A135, 550 (1964).
 11. А.А.Абрикосов, Л.П.Горьков, И.Е.Дзялошинский, *Методы квантовой теории поля в статистической физике*, М.: Наука, 1962.
 12. Р.О.Зайцев, ЖЭТФ 50, 1055 (1966).
 13. М.Г.Хусанов, Письма в ЖЭТФ 53, 554 (1991).
 14. P.Fulde and A.Luther, Phys. Rev. 175, 337 (1968).