

О ПРИРОДЕ НЕМОНОТОННОГО ПОВЕДЕНИЯ КРИТИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В БИМЕТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ ФЕРРОМАГНЕТИК–СВЕРХПРОВОДНИК

Ю. Н. Прошин, М. Г. Хусаинов*

Казанский государственный университет
420008, Казань, Россия

Поступила в редакцию 7 августа 1997 г.

Для слоистых структур ферромагнетик/сверхпроводник (F/S) развита теория эффекта близости, учитывающая в отличие от прежних подходов конечную прозрачность границы раздела металлов, а также конкуренцию между диффузионным и спин-волновым типами движения квазичастиц в сильном обменном поле ферромагнетика. Сверхпроводимость в F/S -системах оказывается суперпозицией БКШ-спаривания со знакомостоянной парной амплитудой в S -слоях и спаривания по механизму Ларкина–Овчинникова–Фульде–Феррелла (ЛОФФ) с осциллирующей волновой функцией в F -слоях. Показано, что осцилляционное поведение критической температуры T_c обусловлено колебаниями потока куперовских пар из S -слоя в F -слой, вызванными осцилляциями скачка парной амплитуды на F/S -границе при увеличении толщины F -слоя d_f . Наличие немагнитных примесей приводит к сильному затуханию осцилляций парной амплитуды ЛОФФ, быстрой потере когерентной связи между границами F -слоя и выходу T_c на плато с увеличением d_f . В сверхрешетках F/S в отличие от двуслойных F/S -контактов существуют два варианта реализации состояния ЛОФФ — 0-фазное и π -фазное, различающиеся симметрией относительно центра прослойки F . Это приводит к дополнительным осцилляциям $T_c(d_f)$, связанным с переходами 0– π . Как наиболее яркое проявление состояний ЛОФФ в F/S -системах предсказаны явления возвратной и периодически-возвратной сверхпроводимости. Дано объяснение качественно различного поведения критической температуры, наблюдавшегося разными экспериментальными группами на одних и тех же структурах F/S .

1. ВВЕДЕНИЕ

Антагонизм сверхпроводимости и ферромагнетизма приводит к ряду новых нетривиальных явлений, связанных с их сосуществованием и взаимной подстройкой в контактах и сверхрешетках F/S , образованных чередованием слоев ферромагнетика (F) и сверхпроводника (S) [1–14]. Так, возникновение сверхпроводящих фаз с несоразмерным магнитным упорядочением в структурах ферромагнитный диэлектрик/сверхпроводник [2, 3] позволяет объяснить наличие неоднородного внутреннего поля, вызывающего расщепление БКШ-пика в плотности состояний квазичастиц в контактах EuO/Al [4] и EuS/Al [5], а также аномально слабое подавление сверхпроводимости в мультислоях EuO/V [6]. В данных системах ожидается также новое критическое поведение межфазных границ и спин-волнового спектра в окрестности необычной точки Лифшица [3].

* E-mail: mansur.khusainov@ksu.ru

В свою очередь биметаллические структуры F/S также обладают рядом уникальных физических свойств. Анализ последних экспериментов [7–11] с мультислоями ферромагнетик/сверхпроводник 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 [7] и Gd/Nb [8] быстрое начальное понижение T_c с ростом d_f сменяется последующим выходом на плато, то в других экспериментах на этих же системах ([9] и [10, 11] соответственно) выходу на плато предшествует осциллирующее поведение $T_c(d_f)$. Теоретическая интерпретация осцилляций $T_c(d_f)$ в работах [12, 13] сводилась к периодическому «переключению» типа сверхпроводимости с традиционного 0-фазного на π -фазный, где знак параметра порядка Δ при переходе через прослойки F меняется на противоположный. Однако, как будет показано ниже, теории [12, 13] справедливы лишь для случая высокой прозрачности F/S -границы и ограничены крайне грязным пределом ферромагнитного металла, когда $2I\tau_f \ll 1$, где I — обменное поле, а τ_f^{-1} — частота столкновений электронов с немагнитными примесями. Поэтому рамки работ [12, 13] не позволяют с единых позиций описать два различных типа поведения зависимости $T_c(d_f)$. Более того, недавно было обнаружено, что осцилляции функции $T_c(d_f)$ имеют место и в трехслойной структуре Fe/Nb/Fe [14], где « π -фазная» сверхпроводимость в принципе 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.

Исторически эффект квантовых осцилляций T_c как функции толщины несверхпроводящей прослойки полупроводника или полуметалла впервые был обнаружен в экспериментах [15]. Как было показано в работе [16], он связан с осцилляциями электронной плотности состояний сверхпроводящего металла, вызванными размерным квантованием поперечного движения носителей тока в неметаллической пленке. Однако, когда нормальный материал представляет собой ферромагнитный металл с сильным обменным полем, имеется другой, на наш взгляд, более подходящий для структур F/S механизм осцилляций $T_c(d_f)$, который изложен ниже.

Действительно, в исследуемых системах, таких как Fe/V или Gd/Nb, ферромагнитные слои являются сильными магнетиками. Распаривающее действие обменной поляризации I столь значительно, что для разрушения сверхпроводимости ста атомных плоскостей ванадия достаточно одной атомной плоскости магнитоупорядоченного железа [9]. Поэтому важным условием сохранения сверхпроводимости в этих структурах наряду с большой толщиной S -слоев d_s ($d_s \gg d_f$) является умеренная, не слишком высокая прозрачность F/S -границ. По-видимому, это условие отвечает экспериментальной ситуации (см. обсуждение в разд. 4 и 5). Однако, как отмечается в работе [12], в настоящее время микроскопические граничные условия для волновой функции куперовских пар при произвольной прозрачности F/S -границы неизвестны. В то же время из теории эффекта близости в системе нормальный металл/сверхпроводник (N/S) [17, 18] известно, что поток куперовских пар из S -слоя в N -слой пропорционален произведению коэффициента прозрачности на величину скачка парной амплитуды на S/N -границе. Можно ожидать, что граничные условия такого вида будут справедливы и для F/S -систем.

Из-за эффекта близости парные корреляции (в меру прозрачности S/F -границы) будут наводиться S -слоями в F -слоях, но большое обменное расщепление ферми-поверхности ($2I \gg \pi T_c$) изменяет условия спаривания в ферромагнетике. В F -слоях па-

ры будут образовывать квазичастицы из изоэнергетических состояний \mathbf{p}, \uparrow и $-\mathbf{p} + \mathbf{k}, \downarrow$ с отличными по абсолютной величине импульсами, где $k \simeq 2I/v_f$ — когерентный импульс пар, а v_f — фермиевская скорость. Это так называемое состояние Ларкина–Овчинникова–Фульде–Феррелла (ЛОФФ) [19, 20] характеризуется осциллирующей с периодом $a_f \simeq k^{-1}$ парной амплитудой. Рассеяние на немагнитных примесях, которое не влияет на БКШ-спаривание с нулевым суммарным импульсом в S -слоях, будет препятствовать возникновению ЛОФФ-фазы [21, 22] в F -слоях. Поэтому осцилляции парной амплитуды в относительно чистых ферромагнитных слоях с $2I\tau_f > 1$ должны затухать на расстояниях порядка длины свободного пробега $l_f = v_f\tau_f$ ($l_f > a_f$) от S/F -границы. В то же время волновая функция куперовских пар в S -слоях имеет, как известно, знакопостоянный характер, но фаза ее произвольна. Таким образом, следует ожидать, что сверхпроводимость в F/S -системах является комбинацией спаривания по механизму БКШ в S -слоях со спариванием по механизму ЛОФФ [19, 20] в F -слоях.

Сущность предлагаемого здесь механизма осцилляций $T_c(d_f)$ легко понять на примере двуслойного F/S -контакта. Условие отсутствия потока пар ЛОФФ через внешнюю границу ферромагнетика с вакуумом приводит с ростом толщины F -слоя к осцилляциям скачка парной амплитуды на F/S -границе. Всякий раз, когда на F/S -границе оказывается узел парной амплитуды ЛОФФ, скачок и связанный с ним поток куперовских пар из S -слоя в F -слой будут принимать максимальное значение. Поскольку, проникая в F -слой, куперовские пары тут же разрушаются сильным обменным полем, этим значениям толщины F -слоя будут соответствовать минимумы $T_c(d_f)$ или даже исчезновение сверхпроводимости. Если же на F/S -границе оказывается пучность парной амплитуды ЛОФФ, то поток куперовских пар через S/F -границу становится минимальным. При этих толщинах F -слоя будут возникать максимумы $T_c(d_f)$. Данный механизм не только объясняет осцилляции критической температуры в мультислоях F/S [10, 11, 14], но и позволяет предсказать новые эффекты, такие как периодически-возвратная сверхпроводимость. Таким образом, осцилляции скачка парной амплитуды приводят к своеобразному периодическому «самозапираанию» F/S -границы и тем самым к периодической компенсации парамагнитного эффекта обменного поля для S -слоев.

По мере повышения концентрации немагнитных примесей в F -слоях спин-волновой тип движения квазичастиц, присущий чистому ферромагнетиту, будет сменяться при $2I\tau_f < 1$ ($l_f < a_f$) диффузионным [23–25]. Импульс пар k станет при этом плохим квантовым числом, а осцилляции парной амплитуды состояния ЛОФФ, приобретая большое затухание, перестанут обеспечивать когерентную связь между границами F -слоя. В этом случае зависимость $T_c(d_f)$ в F/S -системах может принять сглаженный монотонный характер, наблюдавшийся в экспериментах [7, 8].

В данной работе развивается теория эффекта близости для слоистых F/S -систем, принимающая во внимание (в отличие от прежних теорий [12, 13]) конечную прозрачность границ раздела F/S и конкуренцию между диффузионным и спин-волновым типами движения квазичастиц в ферромагнитных слоях. В разд. 2 дан оригинальный микроскопический вывод уравнений Узаделя и соответствующих граничных условий, связывающих поток функции Узаделя с ее скачком на границе раздела F/S . Решение полученной краевой задачи для эффекта близости в F/S -контакте, приведенное в разд. 3, позволяет найти зависимость температуры сверхпроводящего перехода T_c от параметра $2I\tau_f$, коэффициента прозрачности σ_s границы раздела, а также от толщины ферромагнитного (d_f) и сверхпроводящего (d_s) слоев. В разд. 4 исследована конкуренция между

0-фазным и π -фазным типами сверхпроводимости в сверхрешетках F/S . Обсуждению полученных результатов посвящен разд. 5.

2. ЭФФЕКТ БЛИЗОСТИ В НЕОДНОРОДНОЙ F/S -СИСТЕМЕ. ОБЩИЙ ФОРМАЛИЗМ

В окрестности точки фазового перехода второго рода критическая температура T_c неоднородного сверхпроводника определяется из интегрального уравнения Горькова для параметра порядка $\Delta(\mathbf{r})$ [26]:

$$\Delta(\mathbf{r}) = V(\mathbf{r})T \sum'_{\omega} \int H(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \Delta(\mathbf{r}') d^3 r', \quad (1)$$

где $V(\mathbf{r})$ — потенциал межэлектронного взаимодействия в точке \mathbf{r} , а штрих у знака суммы означает обрезание на дебаевской частоте ω_D ; $\omega = \pi T(2n + 1)$ — фермиевская частота, T — температура, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Ядро $H(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$ интегрального уравнения (1) определяется выражением

$$H(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = \frac{1}{2} \text{Sp}(\hat{g}^{-1} \hat{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \hat{g} \hat{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', -\omega)). \quad (2)$$

Здесь $\hat{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$ — матричная функция Грина электронов в нормальной фазе, $\hat{g} = i\sigma_y$, σ_y — матрица Паули, а угловые скобки обозначают усреднение по всем примесным конфигурациям.

Рассмотрим плоский контакт между ферромагнитным металлом (F), занимающим область $-\infty < z < 0$, и сверхпроводником (S), занимающим область $0 < z < \infty$. Вследствие трансляционной инвариантности F/S -контакта в плоскости xy параметр порядка Δ зависит только от z и уравнение (1) принимает вид

$$\Delta(z) = \frac{1}{2} V(z)T \sum'_{\omega} \sum_{\alpha \neq \beta} \int_{-\infty}^{\infty} H_{\alpha\beta}(z, z', \omega) \Delta(z') dz', \quad (3)$$

где $V(z > 0) = V_s$, $V(z < 0) = V_f$ и α, β — спиновые индексы ($\alpha \neq \beta$),

$$H_{\alpha\beta}(z, z', \omega) = \int d^2 \rho H_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega),$$

$\rho = (\mathbf{r} - \mathbf{r}')_{\perp}$ — двумерный радиус-вектор в плоскости контакта. Методами диаграммной техники [27] можно показать, что при наличии обменного поля и немагнитного рассеяния на примесях ядро уравнения (3) $H_{\alpha\beta}(z, z', \omega)$ является решением другого интегрального уравнения

$$H_{\alpha\beta}(z, z', \omega) = K_{\alpha\beta}(z, z', \omega) + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{K_{\alpha\beta}(z, z_1, \omega) H_{\alpha\beta}(z_1, z', \omega)}{2\pi N(z_1) \tau(z_1)} dz_1. \quad (4)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$K_{\alpha\beta}(z, z', \omega) = \int \frac{d^2 p}{(2\pi)^2} \tilde{K}_{\alpha\beta}(\mathbf{p}, z, z', \omega), \quad (5)$$

$$\tilde{K}_{\alpha\beta}(\mathbf{p}, z, z', \omega) = G_{\alpha\alpha}(\mathbf{p}, z, z', \omega)G_{\beta\beta}(\mathbf{p}, z, z', -\omega),$$

$G_{\alpha\alpha}(p, z, z', \omega)$ — усредненная по примесным конфигурациям функция Грина электронов проводимости в нормальной фазе, \mathbf{p} — двумерный импульс в плоскости контакта, $N(z)$ и $\tau^{-1}(z)$ — соответственно плотность состояний на уровне Ферми и скорость рассеяния на примесях, скачком меняющие свои значения при переходе через плоскость раздела $z = 0$. Решая задачу с потенциальным барьером на границе раздела двух полубесконечных металлов F и S в духе работы [28], можно показать, что величина $\tilde{K}_{\alpha\beta}(\mathbf{p}, z, z', \omega)$ подчиняется дифференциальному уравнению

$$\left[2\omega_{\alpha\beta}(z) - v_z(z)l_{\alpha\beta}(z) \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] v_z(z)\tilde{K}_{\alpha\beta}(z, z') = 2\delta(z - z') \quad (6)$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} v_{sz}l_{s\alpha\beta} \left. \frac{\partial \tilde{K}_{\alpha\beta}(z, z')}{\partial z} \right|_{z=+0} &= v_{fz}l_{f\alpha\beta} \left. \frac{\partial \tilde{K}_{\alpha\beta}(z, z')}{\partial z} \right|_{z=-0} = \\ &= \frac{\sigma}{2(1 - \sigma)} \left[v_{sz}\tilde{K}_{\alpha\beta}(+0, z') - v_{fz}\tilde{K}_{\alpha\beta}(-0, z') \right], \end{aligned} \quad (7)$$

где для краткости часть аргументов опущена, v_z — z -компонента скорости электронов, σ — коэффициент прозрачности барьера и

$$\omega_{\alpha\beta}(z) = |\omega| + \frac{1}{2\tau(z)} + iI(z)g_{\alpha\beta} \operatorname{sgn} \omega, \quad l_{\alpha\beta}(z) = \frac{v_z(z)}{2\omega_{\alpha\beta}(z)}. \quad (8)$$

В (8) зависимость всех величин от z имеет ступенчатый характер, т. е. $I(z > 0) = 0$, $I(z < 0) = I$; $v_z(z > 0) = v_{sz}$, $v_z(z < 0) = v_{fz}$; $\tau(z > 0) = \tau_s$, $\tau(z < 0) = \tau_f$.

Использование уравнения (6) с граничными условиями (7) позволяет свести проблему решения интегрального уравнения (4) для неоднородной F/S -системы к интегродифференциальной краевой задаче для величины $\tilde{H}_{\alpha\beta}(\mathbf{p}, z, z', \omega)$, которая связана с ядром $H_{\alpha\beta}(z, z', \omega)$ выражением

$$H_{\alpha\beta}(z, z', \omega) = \int \frac{d^2p}{(2\pi)^2} \tilde{H}_{\alpha\beta}(\mathbf{p}, z, z', \omega). \quad (9)$$

Следует отметить, что вследствие близости характерных импульсов к фермиевским, интегрирование по \mathbf{p} в (5) и (9) сводится к интегрированию по углу ϑ между вектором скорости электрона \mathbf{v} и нормалью \mathbf{n} к границе раздела, т. е.

$$\int \frac{d^2p}{(2\pi)^2} \rightarrow \pi N(z) \int_0^1 v_z(z) dx = \pi N(z) v(z) \int_0^1 x dx, \quad x = \cos \vartheta. \quad (10)$$

Подставляя выражения (4), (5) в (6) и (7), получим следующее интегродифференциальное уравнение:

$$\begin{aligned} \left[2\omega_{\alpha\beta}(z) - v_z(z)l_{\alpha\beta}(z) \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] \pi N(z)v_z(z)\tilde{H}_{\alpha\beta}(\mathbf{p}, z, z', \omega) = \\ = \frac{1}{\tau(z)} H_{\alpha\beta}(z, z', \omega) + 2\pi N(z)\delta(z - z') \end{aligned} \quad (11)$$

с граничными условиями для $\tilde{H}_{\alpha\beta}(\mathbf{p}, z, z', \omega)$ вида

$$\begin{aligned} v_{sz} l_{s\alpha\beta} \left. \frac{\partial \tilde{H}_{\alpha\beta}(z, z')}{\partial z} \right|_{z=+0} &= v_{fz} l_{f\alpha\beta} \left. \frac{\partial \tilde{H}_{\alpha\beta}(z, z')}{\partial z} \right|_{z=-0} = \\ &= \frac{\sigma}{2(1-\sigma)} \left[v_{sz} \tilde{H}_{\alpha\beta}(+0, z') - v_{fz} \tilde{H}_{\alpha\beta}(-0, z') \right]. \end{aligned} \quad (12)$$

Решая краевую задачу, представленную системой уравнений (9)–(12), можно найти ядро $H_{\alpha\beta}(z, z', \omega)$, подстановка которого в интегральное уравнение (3) в принципе позволяет найти критическую температуру T_c , а также пространственную дисперсию параметра порядка $\Delta(z)$ неоднородной F/S -системы без ограничений на величину коэффициента прозрачности барьера σ и чистоту материалов F и S .

Сформулированная выше интегродифференциальная краевая задача (9)–(12) для эффекта близости в F/S -контакте существенно упрощается в грязном пределе, когда длина свободного пробега электронов $l_j = v_j \tau_j$ ($j = f, s$) становится меньше, чем

$$\xi_{j\omega} = \text{Re} \sqrt{D_j/2(|\omega| + iI_j)}$$

— радиус действия ядра $H_{\alpha\beta}(z, z', \omega)$ ($D_j = v_j l_j/3$ — коэффициент диффузии). Кроме того, будем полагать, что l_f меньше длины спиновой жесткости ферромагнетика $a_f = v_f/2I$ ($2I\tau_f < 1$). Тогда из анализа выражений (9)–(11) следует, что анизотропный коррелятор $v_z(z) \tilde{H}_{\alpha\beta}(\mathbf{p}, z, z', \omega)$ может быть представлен в виде суммы двух слагаемых:

$$\pi N(z) v_z(z) \tilde{H}_{\alpha\beta}(\mathbf{p}, z, z', \omega) = H_{\alpha\beta}(z, z', \omega) + h_{\alpha\beta}(\mathbf{p}, z, z', \omega), \quad (13)$$

изотропного $H_{\alpha\beta}(z, z', \omega)$ с характерным масштабом изменения $\xi_{j\omega}$ и анизотропного $h_{\alpha\beta}(\mathbf{p}, z, z', \omega)$ с радиусом действия порядка l_j ($\ll \xi_{j\omega}$), которое при усреднении по углам обращается в нуль. Представление (13) отражает физический факт, заключающийся в изотропизации двухчастичной функции Грина $v_z(z) \tilde{H}_{\alpha\beta}(\mathbf{p}, z, z', \omega)$ по мере повышения концентрации примесей (см., например, [29]).

Поскольку интересующие нас в дальнейшем пространственные масштабы велики по сравнению с длинами пробега l_j , всюду за исключением области, прилегающей к границе раздела, величиной $h_{\alpha\beta}$ в решении (13) можно пренебречь. Это соответствует так называемому диффузионному приближению [30]. Подставляя (13) в (11) и усредняя последнее по углу между вектором скорости и осью z , получим с учетом вышесказанного для ядра $H_{\alpha\beta}(z, z', \omega)$ следующее дифференциальное уравнение диффузионного типа:

$$\left[|\omega| + iI(z)g_{\alpha\beta} \text{sgn} \omega - \frac{1}{2} D_{\alpha\beta}(z) \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] H_{\alpha\beta}(z, z', \omega) = \pi N(z) \delta(z - z'). \quad (14)$$

Отметим, что уравнение (14) соотносится с уравнением (11) так же, как уравнения Узаледа с уравнениями Эйленберга (см., например, [29]). Поскольку уравнение (14) не описывает реального поведения функции $H_{\alpha\beta}(z, z', \omega)$ вблизи поверхности раздела металлов, оно должно быть дополнено соответствующими граничными условиями, асимптотически сглаженными на масштабах больших l_j . Требуемые выражения, связывающие поток ядра $H_{\alpha\beta}(z, z', \omega)$ через контакт с его значениями на F - и S -берегах контакта, получаются непосредственно из точных граничных условий (12). В случае плоской

границы раздела F/S , сохраняющей компоненту импульса, параллельную поверхности контакта, эти краевые условия имеют вид

$$\begin{aligned} D_{s\alpha\beta} \frac{\partial H_{\alpha\beta}(z, z')}{\partial z} \Big|_{z=+0} &= D_{f\alpha\beta} \frac{\partial H_{\alpha\beta}(z, z')}{\partial z} \Big|_{z=-0} = \\ &= \frac{1}{4} [\sigma_s v_s H_{\alpha\beta}(+0, z') - \sigma_f v_f H_{\alpha\beta}(-0, z')], \end{aligned} \quad (15)$$

где σ_s и σ_f — прозрачности контакта со стороны металлов S и F соответственно. Они связаны соотношением детального баланса $\sigma_s v_s N_s = \sigma_f v_f N_f$ [17], свидетельствующим о равенстве числа переходов из слоя S в F и обратно. В (14) и (15) введены следующие обозначения:

$$D_{\alpha\beta}(z) = D(z) / [1 + 2i\tau(z)I(z)g_{\alpha\beta} \operatorname{sgn} \omega], \quad (16)$$

$$D(z) = D_j, \quad \sigma_j = \langle \sigma v_{jz} / (1 - \sigma) v_j \rangle.$$

Комплексный знаменатель в $D_{\alpha\beta}(z)$ описывает подавление диффузионного движения электронов проводимости в ферромагнетике сильным обменным полем локализованных спинов [23]. Вследствие этого движение носителей спина в ферромагнетике приобретает смешанный диффузионно-спин-волновой характер. С увеличением параметра $2I\tau_f$ последний становится все более преобладающим. Угловые скобки $\langle \dots \rangle$ в (16) обозначают усреднение по углу между направлением скорости электронов и нормалью к границе раздела. Уравнения (3), (14) и (15) обобщают задачу об эффекте близости при произвольной прозрачности границы раздела N/S [17, 18] на случай, когда нормальный металл (N) является ферромагнетиком с обменным расщеплением $2I$ существенно меньшей энергии Ферми E_f . В этом случае разницей в плотностях состояний и прозрачностях F/S -границы для электронов с противоположными ориентациями спина можно пренебречь.

Определив аномальную функцию Узаделя $F_{\alpha\beta}(z, \omega)$ [12, 13, 29] в виде

$$F_{\alpha\beta}(z, \omega) = \frac{1}{\pi N(z)} \int_{-\infty}^{\infty} H_{\alpha\beta}(z, z', \omega) \Delta(z') dz', \quad (17)$$

уравнения (14) с граничными условиями (15) легко преобразовать в соответствующую краевую задачу для функций Узаделя. В терминах функций $F_{\alpha\beta}(z, \omega)$ задача об эффекте близости в F/S -контакте описывается получаемым из (3) уравнением для параметра порядка

$$\Delta(z) = \frac{1}{2} \lambda(z) \pi T \sum_{\alpha \neq \beta} \sum_{\omega} F_{\alpha\beta}(z, \omega) \quad (18)$$

($\lambda(z) = N(z)V(z)$ — безразмерный параметр межэлектронного взаимодействия) и лиnearизованными при $T \rightarrow T_c$ уравнениями Узаделя

$$\left[|\omega| + iI(z)g_{\alpha\beta} \operatorname{sgn} \omega - \frac{1}{2} D_{\alpha\beta}(z) \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] F_{\alpha\beta}(z, \omega) = \Delta(z) \quad (19)$$

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

$$\begin{aligned} D_{s\alpha\beta} \frac{\partial F_{\alpha\beta}(z, \omega)}{\partial z} \Big|_{z=+0} &= \frac{\sigma_s v_s}{4} [F_{\alpha\beta}(+0, \omega) - F_{\alpha\beta}(-0, \omega)], \\ D_{f\alpha\beta} \frac{\partial F_{\alpha\beta}(z, \omega)}{\partial z} \Big|_{z=-0} &= \frac{\sigma_f v_f}{4} [F_{\alpha\beta}(+0, \omega) - F_{\alpha\beta}(-0, \omega)]. \end{aligned} \quad (20)$$

Полученная краевая задача (18)–(20) для эффекта близости в F/S -контакте отличается от прежних (см. [12, 13]) в двух аспектах. Во-первых, использованные в [12, 13] граничные условия, заключающиеся в непрерывности функции Узаделя при переходе через плоскость $z = 0$, являются частным случаем уравнений (20) и отвечают пределу высокой прозрачности $\sigma_j \gg l_j/\xi_{j\omega}$, т. е. пренебрежению потоком $F_{\alpha\beta}(z, \omega)$ через F/S -границу. Однако величина σ_j , определяющая амплитуду потока куперовских пар из S -слоя в F -слой [17], будет сильно зависеть от условий и методики формирования F/S -границы. Поэтому она должна либо служить подгоночным параметром теории, либо измеряться экспериментально. Во-вторых, подавление диффузионного движения носителей спина обменным полем ферромагнетика приводит к появлению спиновой жесткости [23–25], т. е. к наличию мнимой части в эффективном коэффициенте диффузии (см. формулу (16) и начало разд. 3):

$$D_f(I) = D_f/(1 + 2iI\tau_f). \quad (21)$$

Вследствие этого решения уравнения Узаделя (19) в достаточно чистом F -слое с сильным обменным полем будут иметь осциллирующий характер с относительно слабым затуханием, свидетельствуя о реализации состояния ЛОФФ [19, 20]. Осцилляции скачка парной амплитуды на F/S -границе будут приводить в соответствии с условиями (20) к периодическому изменению потока куперовских пар из S -слоя в F -слой, вызывая тем самым осцилляции зависимости $T_c(d_f)$. Причем эти осцилляции, наблюдаемость которых сильно зависит от прозрачности σ_j , оказываются возможными не только в мультислоях F/S , но также и в бислоях F/S .

3. КРИТИЧЕСКАЯ ТЕМПЕРАТУРА ДВУСЛОЙНОГО F/S -КОНТАКТА

В качестве приложения полученных нами уравнений Узаделя (19) и граничных условий (20) вычислим температуру сверхпроводящего перехода плоского F/S -контакта, в котором ферромагнитный металл занимает область $-d_f < z < 0$, а сверхпроводник занимает область $0 < z < d_s$. Учитывая свойства симметрии функции Узаделя $F_{\alpha\beta}(z, \omega) = F_{\beta\alpha}^*(z, \omega) = F_{\beta\alpha}(z, -\omega)$ и переходя к положительным частотам ω , перепишем, опуская для удобства спиновые индексы, уравнения (18) и (19) отдельно для S - и F -слоев. Для S -слоя получаем

$$\Delta_s(z) = 2\lambda_s \pi T \operatorname{Re} \sum_{\omega > 0} F_s(z, \omega), \quad (22)$$

$$\left[\omega - \frac{D_s}{2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] F_s(z, \omega) = \Delta_s(z), \quad 0 < z < d_s. \quad (23)$$

Аналогично для F -слоя имеем

$$\Delta_f(z) = 2\lambda_f \pi T \operatorname{Re} \sum_{\omega > 0} F_f(z, \omega), \quad (24)$$

$$\left[\omega + iI - \frac{D_f(I)}{2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] F_f(z, \omega) = \Delta_f(z), \quad -d_f < z < 0, \quad (25)$$

где $D_f(I)$ дается выражением (21). Соответствующие уравнениям (23) и (25) граничные условия на поверхности раздела $z = 0$ примут вид

$$\begin{aligned} D_s \frac{\partial F_s(z, \omega)}{\partial z} \Big|_{z=+0} &= \frac{\sigma_s v_s}{4} [F_s(+0, \omega) - F_f(-0, \omega)], \\ D_f(I) \frac{\partial F_f(z, \omega)}{\partial z} \Big|_{z=-0} &= \frac{\sigma_f v_f}{4} [F_s(+0, \omega) - F_f(-0, \omega)]. \end{aligned} \quad (26)$$

Будем искать решения уравнений (23), (25) совместно с граничными условиями (26) и условиями

$$\frac{\partial F_{f,s}}{\partial z}(z = -d_f, d_s) = 0, \quad (27)$$

отвечающими отсутствию потока электронов через внешние границы контакта, в виде ($\omega > 0$)

$$\begin{aligned} F_s(z, \omega) &= \frac{\Delta_{s0}}{\omega} + A \frac{\operatorname{ch}[q_s(z - d_s)]}{\operatorname{ch}(q_s d_s)}, \quad 0 < z < d_s, \\ F_f(z, \omega) &= \frac{\Delta_{f0}}{\omega + iI} + B \frac{\operatorname{ch}[q_f(z + d_f)]}{\operatorname{ch}(q_f d_f)}, \quad -d_f < z < 0, \end{aligned} \quad (28)$$

где Δ_{s0} и Δ_{f0} — затравочные значения параметра порядка для тонких S - и F -слоев, A и B — параметры, которые находятся из условий (26), (27), а волновые числа q_s и q_f определяются выражениями

$$q_s^2 = 2\omega/D_s, \quad q_f^2 = 2(\omega + iI)/D_f(I). \quad (29)$$

Взаимное влияние металлов F и S через границу раздела особенно значительно в куперовском пределе, когда толщины d_j слоев малы по сравнению с длинами когерентности

$$\xi_j = \operatorname{Re} \sqrt{D_j(I_j)/2(\pi T + iI_j)} \quad (j = f, s; \quad I_f = I, \quad I_s = 0).$$

В этом случае параметр порядка и функция Узаледа будут практически постоянными в пределах F - и S -слоев, так как $|q_j d_j| \ll 1$ в формулах (28). Тогда из условия нетривиальной совместности уравнений (22) и (24) для приведенной температуры $t = T_c/T_{cs}$ сверхпроводящего перехода F/S -контакта (T_{cs} — критическая температура изолированного слоя S) после суммирования по частотам ω получается выражение

$$\begin{aligned} &[\ln t - \operatorname{Re}(c'_s \chi_- + c'_f \chi_+)] \left[\ln t + \lambda_f^{-1} - \lambda_s^{-1} - \operatorname{Re}(c'_f \chi_- + c'_s \chi_+) \right] - \\ &- [\operatorname{Re} c''_s (\chi_- - \chi_+)] [\operatorname{Re} c''_f (\chi_- - \chi_+)] = 0. \end{aligned} \quad (30)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\chi_{\pm} = \Psi\left(\frac{1}{2}\right) - \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\Gamma_{\pm}}{2\pi T_{cs}t}\right) + \ln\left(1 + \frac{\Gamma_{\pm}}{\omega_D}\right),$$

$$\Gamma_{\pm} = \left(\Gamma + iI \pm \sqrt{(\Gamma + iI)^2 - 4iI\Gamma_s}\right)/2, \quad \Gamma = \Gamma_s + \Gamma_f, \quad \Gamma_j = \sigma_j v_j / 8d_j, \quad (31)$$

$$c'_f = \frac{\Gamma_+ - \Gamma_f - iI}{\Gamma_+ - \Gamma_-}, \quad c'_s = \frac{\Gamma_+ - \Gamma_s}{\Gamma_+ - \Gamma_-}, \quad c''_f = \frac{\Gamma_s}{\Gamma_+ - \Gamma_-}, \quad c''_s = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_+ - \Gamma_-},$$

где $\Psi(x)$ — дигамма-функция, Γ_f и Γ_s — скорости перехода электронов из F -слоя в S -слой и обратно. При $I = 0$ уравнение (30) превращается в уравнение для критической температуры N/S -контакта при произвольной прозрачности границы раздела металлов, найденное ранее одним из авторов [17]. При этом $\Gamma_- = 0$, $\Gamma_+ = \Gamma$, а коэффициенты $c'_j = c''_j$ равны c_j , где

$$c_j = N_j d_j / (N_s d_s + N_f d_f), \quad c_f \Gamma_f = c_s \Gamma_s, \quad (32)$$

т. е. c_f и c_s — относительные объемные плотности состояний электронов в металлах F и S соответственно.

Здесь мы рассмотрим лишь следствия уравнения (30), отражающие экспериментальные факты, согласно которым $I \gg \pi T_{cs}$ и $d_s \gg d_f$. В частности, подавление T_c для самых малых толщин ферромагнитного слоя d_f описывается формулой

$$\ln t \simeq -\frac{c_f(\lambda_s - \lambda_f)}{\lambda_s(c_s \lambda_s + c_f \lambda_f)} + \Psi\left(\frac{1}{2}\right) - \operatorname{Re} \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{ic_f I}{2\pi T_{cs}t}\right), \quad \Gamma_f > I. \quad (33)$$

Формула (33) предсказывает сильное начальное понижение T_c с ростом d_f вследствие усреднения межэлектронных взаимодействий λ_s и λ_f , а также спиновой поляризации I на весь образец из-за быстрого обмена электронами между F - и S -слоями. Частота обмена характеризуется параметром $\Gamma = \Gamma_f + \Gamma_s$ [17], где в данном случае $\Gamma_f > I > \omega_D \gg \Gamma_s, \pi T_{cs}$. При этом вначале при $c_f I \ll \pi T_{cs}$ доминирует подавление T_c первым слагаемым в (33), так как затравочный вклад обменного поля квадратичен по параметру c_f и, по-видимому, $|\lambda_f| \ll \lambda_s$ из-за дополнительного к притяжению отталкивания электронов через спиновые волны в ферромагнетике [31]. Затем с увеличением d_f более быстрое понижение T_c обеспечивает распаривающее действие средней обменной поляризации $c_f I$. При больших толщинах F -слоя, когда Γ_f становится меньше I , F/S -граница эффективно «самозапирается», подсистемы F и S оказываются связанными слабо, а вместо формулы (33) для T_c из (30) имеем

$$\ln t \simeq \Psi\left(\frac{1}{2}\right) - \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\Gamma_s}{2\pi T_{cs}t}\right), \quad \Gamma_f < I. \quad (34)$$

В этом случае роль параметра распаривания играет скорость Γ_s ухода пар из сверхпроводника в ферромагнетик, и при $\Gamma_s < \pi T_{cs}/2\gamma$ ($\gamma = 1.781$ — константа Эйлера) зависимость $T_c(d_f)$ выходит на константу, отличную от нуля. Следовательно, при заданной толщине F -слоя сверхпроводимость в F/S -контакте возникает, лишь если d_s больше критической толщины $d_{sc} = \sigma_s v_s \gamma / 4\pi T_{cs} \approx \sigma_s \xi_{s0}$, где ξ_{s0} — длина когерентности БКШ. Равенство $\Gamma_f \simeq I$ позволяет дать минимальную (при слабой прозрачности)

оценку критической толщины F -слоя, $d_{fc} \simeq \sigma_f v_f / 8I = \sigma_f a_f / 4$, выше которой T_c от d_f не зависит. Существование таких критических толщин d_{sc} и d_{fc} отмечается во всех экспериментах с мультислоями F/S [7–11, 14].

Возможность осциллирующего поведения функции Узаделя в F -слое, а также экспериментальные условия требуют рассмотрения произвольных толщин d_f , d_s . Как показано выше, различие в константах межэлектронного взаимодействия ($\lambda_f < \lambda_s$) обусловливает понижение T_c F/S -контакта лишь до толщин d_f порядка межатомного расстояния. Сильное распаривающее действие обменного поля I ($I \gg \pi T_{cs}$) является основным механизмом разрушения сверхпроводимости в F/S -системах. Поэтому, пренебрегая для простоты наведенным в F -слое параметром порядка $\Delta_f(z) \simeq 0$ ($\lambda_f \simeq 0$), будем искать решения уравнений (22)–(27) в виде

$$F_s(z, \omega) = \frac{\Delta_s(z)}{\omega + D_s k_s^2 / 2} = \frac{C}{\omega + D_s k_s^2 / 2} \frac{\cos[k_s(z - d_s)]}{\cos(k_s d_s)}, \quad 0 < z < d_s, \quad (35)$$

$$F_f(z, \omega) = E \frac{\cos[k_f(z + d_f)]}{\cos(k_f d_f)}, \quad -d_f < z < 0,$$

где C и E — константы, а k_s и k_f — волновые числа, не зависящие от частоты ω ($\omega \ll I$). Тогда для температуры сверхпроводящего перехода F/S -контакта получим обычное уравнение типа Абрикосова–Горькова:

$$\ln t = \Psi\left(\frac{1}{2}\right) - \operatorname{Re} \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{D_s k_s^2}{4\pi T_{cs} t}\right), \quad (36)$$

где параметр распаривания $D_s k_s^2$ является решением другого уравнения

$$D_s k_s \operatorname{tg}(k_s d_s) = \frac{\sigma_s v_s}{4 - [\sigma_f v_f / D_f(I) k_f] \operatorname{ctg}(k_f d_f)}, \quad (37)$$

а волновое число k_f при $\tau_f^{-1} > 2I \gg 2\pi T_{cs}$ определяется выражением

$$k_f^2 = \frac{-2iI}{D_f(I)} = \frac{-2iI(1 + 2iI\tau_f)}{D_f}. \quad (38)$$

Подставляя решения (35) в первое из граничных условий (20), легко видеть, что левая часть выражения (37), определяющая параметр распаривания $D_s k_s^2$ в уравнении (36) для T_c , пропорциональна потоку куперовских пар из S -слоя в F -слой. При этом резонансный знаменатель правой части (37), обратно пропорциональный скачку парной амплитуды на F/S -границе, периодически изменяет величину этого потока пар с увеличением толщины F -слоя за счет функции $\operatorname{ctg}(k_f d_f)$.

В куперовском пределе $|k_j d_j| < 1$ система (36)–(38) воспроизводит формулы аналогичные (33) при $\Gamma_f > I$ и (34) при $\Gamma_f < I$. Следовательно, использованное нами при выводе уравнения (36) одномодовое приближение [32], пренебрегающее эффектами многократного отражения и прохождения электронных волн через F/S -границу, не является слишком грубым. Выход за рамки куперовского предела, где осциллирующая природа парной амплитуды в F -слое не могла проявиться достаточно ярко, требует более полного анализа выражений (36)–(38).

Пространственные изменения функции Узаделя в F -слое характеризуются волновым числом $k_f = 1/\xi'_f - i/\xi''_f$, где ξ'_f отвечает за период осцилляций, а ξ''_f — за глубину

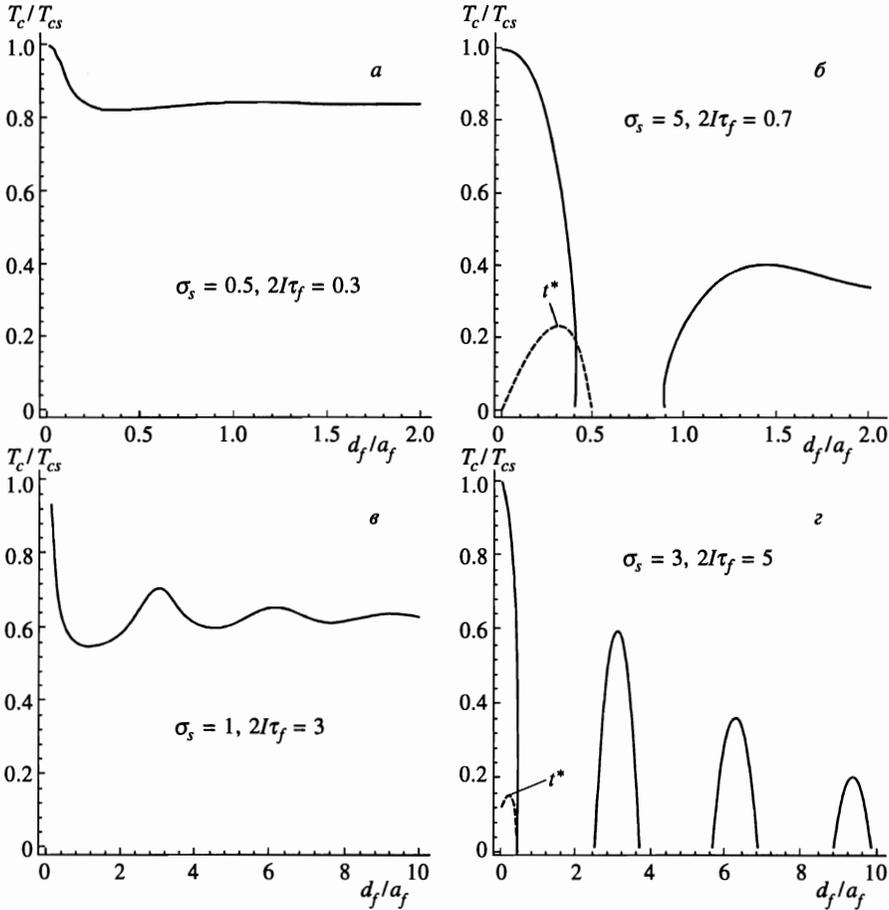


Рис. 1. Зависимость приведенной температуры T_c/T_{cs} сверхпроводящего перехода F/S -контакта от приведенной толщины d_f/a_f ферромагнитного слоя, описываемая уравнениями (36), а также (37) и (41) при $N_s v_s = N_f v_f$, $d_s = 500 \text{ \AA}$ и $\xi_{s0} = 400 \text{ \AA}$, где ξ_{s0} — длина когерентности БКШ. Значения параметров σ_s и $2I\tau_f$ приведены на самих графиках; *a* — выход T_c на плато; *б* — возвратная сверхпроводимость; *в* — осцилляции T_c ; *г* — периодически-возвратная сверхпроводимость. Штриховые кривые t^* на рис. *б* и *г* изображают линии трикритических точек

проникновения парной амплитуды в ферромагнетик. В грязном пределе ($l_f \ll a_f \ll \ll v_f/2\pi T$) эти две длины примерно одинаковы и, как видно из (38), отличаются лишь малыми поправками порядка $I\tau_f$:

$$\xi'_f = \sqrt{D_f/I}(1 - I\tau_f), \quad \xi''_f = \sqrt{D_f/I}(1 + I\tau_f), \quad 2I\tau_f \ll 1. \quad (39)$$

В этом случае из-за сильного затухания функции $F_f(z, \omega)$ с увеличением d_f на F/S -границу может попасть только один ее узел, приводящий к минимуму $T_c(d_f)$. При дальнейшем увеличении d_f когерентная связь между двумя границами F -слоя утрачивается и поток куперовских пар из S -слоя в F -слой становится постоянным, а зависимость

$T_c(d_f)$ выходит на константу. При малых значениях параметров σ_s и $2I\tau_f$ минимум T_c почти сливается с плато, как видно из рис. 1а. Такое поведение, характеризующееся быстрым начальным убыванием и последующим выходом на плато функции $T_c(d_f)$ наблюдалось в биметаллических контактах Gd/Nb [9], а также известно из ранних экспериментов с бислоями F/S [33]. Однако в случае высокой прозрачности σ_s F/S -границы развитие этого минимума T_c с увеличением параметра $2I\tau_f$ может приводить к возвратной сверхпроводимости, изображенной на рис. 1б. Из рисунка следует существование двух критических толщин: d_{fc1} , при которой сверхпроводимость в F/S -контакте исчезает, и d_{fc2} , при которой сверхпроводимость в системе восстанавливается. Поэтому уравнение (37) можно рассматривать и как соотношение, из которого могут быть найдены все упоминавшиеся выше критические толщины: d_{fc} (выше которой T_c от d_f не зависит), d_{sc} (ниже которой сверхпроводимость в F/S -контакте подавляется), а также d_{fc1} и d_{fc2} как функции обменного поля I и прозрачности F/S -границы σ_s .

При высокой прозрачности F/S -границы и сильном обменном поле, как в случае, изображенном на рис. 1б, необходимо учитывать возможную смену рода фазового перехода. Трикритическая точка t_c^* , ниже которой переход из сверхпроводящего состояния в нормальное является фазовым переходом первого рода, определяется из совместного решения уравнения (36) и уравнения для линии трикритических точек $t^* = T^*/T_{cs}$:

$$\operatorname{Re} \Psi^{(2)} \left(\frac{1}{2} + \frac{D_s k_s^2}{4\pi T_{cs} t^*} \right) = 0, \quad (40)$$

где $\Psi^{(2)}(x)$ — тетрагамма-функция. Область пересечения кривой $T_c(d_f)$ с линией трикритических точек t^* характеризуется появлением двузначности в решении (36) для T_c , и в этой области возможна реализация новых состояний типа ЛОФФ [19, 20]. По-видимому, новое ЛОФФ-состояние будет возникать путем дополнительной синусоидальной модуляции парной амплитуды в плоскости контакта xy с характерным волновым вектором $\mathbf{q}_\perp = i\mathbf{q}_x + j\mathbf{q}_y$. При этом из-за увеличения длины когерентности $\xi_s = \sqrt{D_s/2\pi T}$ при низких температурах модуляция будет распространяться не только на F -слой, но также и на S -слой. Поэтому окрестность трикритической точки t_c^* на линии $T_c(d_f)$ требует отдельного исследования, выходящего, однако, за рамки данной работы.

Если $2I\tau_f > 1$ (что возможно, так как $I \sim 10^3$ К для Gd и Fe), использованное нами выше диффузионное описание движения электронов проводимости в ферромагнетике непригодно [23], хотя традиционное условие грязного предела $\pi T\tau_f \ll 1$ при этом может и выполняться. Дело в том, что длина свободного пробега l_f становится больше длины спиновой жесткости a_f , которая теперь является наименьшим характерным масштабом задачи. В этом случае движение квазичастиц в ферромагнетике носит преимущественно спин-волновой характер, а рассеяние на примесях приводит к слабому затуханию этих спиновых волн.

Следует подчеркнуть, что наш подход к эффекту близости в F/S -системах, развитый в разд. 2, вообще говоря, свободен (в отличие от прежних теорий [12, 13]) от ограничений на силу примесного рассеяния в F - и S -слоях. В частности, при $\pi T\tau_i \ll 1$, но произвольной величине параметра $2I\tau_f$ уравнением (25) для $F_f(z, \omega)$ пользоваться уже нельзя, хотя уравнение (23) для $F_s(z, \omega)$ при этом остается справедливым. В этом случае путем совместного решения уравнений (9), (11) и (17) можно показать, что характеристическое уравнение для k_f имеет более сложный, нежели (38), вид:

$$\frac{k_f l_f}{\operatorname{arctg}[k_f l_f / (1 + 2iI\tau_f)]} = 1. \quad (41)$$

Приближенное решение последнего при $2I\tau_f < 1$ соответствует рассмотренному выше диффузионному приближению и дает формулу (38) для k_f .

Если $2I\tau_f > 1$, асимптотическое поведение функции $F_f(z, \omega)$ описывается волновым числом k_f , несколько отличным от (38), а именно:

$$k_f^2 \approx \frac{-2iI(1 + 2iI\tau_f)}{v_f l_f}, \quad (42)$$

где $\text{Re } k_f$ — величина порядка когерентного импульса пар k в состоянии ЛОФФ [19, 20], а $\text{Im } k_f \sim l_f^{-1}$ определяет разброс в значениях k , т. е. затухание ЛОФФ-фазы. Период осцилляций парной амплитуды ξ'_f при этом становится существенно меньше глубины проникновения пар в ферромагнетик ξ''_f :

$$\xi'_f \simeq a_f = \frac{v_f}{2I}, \quad \xi''_f \simeq 2l_f, \quad 2I\tau_f \gg 1. \quad (43)$$

Система уравнений (36)–(38) с точностью до замены $D_f \rightarrow 3D_f$ оказывается пригодной для качественного описания зависимости $T_c(d_f)$ и в F/S -контактах с относительно чистыми слоями ферромагнетика. Функция Узаделя, распаривающий фактор $D_s k_s^2$ и зависимость $T_c(d_f)$ с увеличением d_f будут осциллировать с периодом, определяемым длиной спиновой жесткости a_f . Эти осцилляции будут затухать при $d_f > 2l_f$ ($\gg a_f$), обращая $F_f(z, \omega)$ в нуль с удалением от F/S -границы и выводя T_c на константу, как показано на рис. 1в. Подобное поведение $T_c(d_f)$ наблюдалось в трехслойном контакте Fe/Nb/Fe [14]. Для обобщения наших результатов на трислои $F/S/F$ достаточно в приведенных выше формулах d_s заменить на $d_s/2$. Интересно отметить, что при достаточно больших значениях параметров σ_s и $2I\tau_f$ сверхпроводимость F/S -контакта при низких температурах будет иметь периодически-возвратный характер с чередованием сверхпроводящих по толщине F -слоя участков с нормальными, как показано на рис. 1г.

Нетрудно заметить, что максимумы и минимумы в зависимости $T_c(d_f)$ на рис. 1в, г действительно возникают при прохождении через F/S -границу ($z = 0$) соответственно пучностей и узлов парной амплитуды $F_f(z) \propto \cos[k_f(z + d_f)]$. Поток куперовских пар из S -слоя в F -слой, определяемый формулой (37), при этом уменьшается ($\sin(k_f d_f) \rightarrow 0$) или увеличивается ($\cos(k_f d_f) \rightarrow 0$) в такт скачку парной амплитуды на F/S -границе. Чисто формально это выглядит как периодическая модуляция прозрачности F/S -границы или как периодическая компенсация парамагнитного эффекта обменного поля F -слоя. При увеличении концентрации примесей в F -слое до $\tau_f^{-1} > 2I$ движение спаривающихся квазичастиц становится диффузионным и согласно формулам (39) $\text{Re } k_f \simeq \text{Im } k_f \sim \sqrt{l_f a_f}$. Тогда осцилляции парной амплитуды в ЛОФФ-фазе приобретают большое затухание и значительно слабее, чем при $2I\tau_f > 1$, сказываются на поведении функции $T_c(d_f)$ на рис. 1а, б.

4. КОНКУРЕНЦИЯ 0-ФАЗНЫХ И π -ФАЗНЫХ СОСТОЯНИЙ В МУЛЬТИСЛОЯХ F/S

Для вычисления критической температуры сверхрешетки F/S , образованной чередованием слоев ферромагнетика толщиной d_f и сверхпроводника толщиной d_s , исследуем пространственные изменения функции Узаделя в элементарной ячейке, состоящей

из F -слоя ($-d_f < z < 0$) и S -слоя ($0 < z < d_s$). Для этого дополним систему уравнений (22)–(26) условиями периодичности для функции Узаледа и параметра порядка:

$$F_{s,f}(z + L, \omega) = e^{i\varphi} F_{s,f}(z, \omega), \quad \Delta(z + L) = e^{i\varphi} \Delta(z), \quad (44)$$

где $L = d_f + d_s$ — период сверхрешетки, а φ — произвольная фаза. Кроме того, потребуем выполнения граничных условий вида (26) и на внешних границах элементарной ячейки сверхрешетки $z = -d_f, d_s$. В дальнейшем будем предполагать, что взаимодействием намагниченностей соседних F -слоев через сверхпроводящие прослойки S можно пренебречь. Последнее является оправданным для мультислоев F/S с толщиной S -прослоек $d_s > \xi_s$, так как в этом случае косвенный обмен РККИ между соседними F -слоями экспоненциально мал (см., например, [2, 3]). Это соответствует условиям экспериментов [7–11, 14], где отмечалось, что критические толщины сверхпроводящих прослоек d_{sc} , ниже которых сверхпроводимость в F/S -системе отсутствует, оказываются больше ξ_s . В этих случаях взаимная ориентация намагниченностей соседних F -слоев в металлических сверхрешетках F/S неважна.

Ясно, что все физически различные значения фазы φ заключены внутри отрезка $0 \leq \varphi \leq \pi$. Однако из общего решения краевой задачи (22)–(26), (44) следует, что наиболее устойчивыми в широкой области изменения толщин d_f и d_s оказываются лишь решения с $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi$. Как показывают оценки в работах [12, 13], области реализации промежуточных значений фазы $0 < \varphi < \pi$ являются чрезвычайно узкими и соответствуют переходам из одного устойчивого состояния в другое. Поэтому мы приведем здесь лишь решения для 0-фазного ($\varphi = 0$) и π -фазного ($\varphi = \pi$) состояний сверхрешетки F/S .

Для 0-фазной ситуации характерны решения нашей краевой задачи для функции Узаледа с пучностью в центрах S - и F -слоев:

$$F_s(z, \omega) \propto \cos [k_s(z - d_s/2)], \quad 0 < z < d_s, \quad (45)$$

$$F_f(z, \omega) \propto \cos [k_f(z + d_f/2)], \quad -d_f < z < 0. \quad (46)$$

Они приводят к уже знакомому уравнению (36) для критической температуры T_c , где распаривающий фактор $D_s k_s^2$ теперь определяется уравнением

$$D_s k_s \operatorname{tg} \left(\frac{k_s d_s}{2} \right) = \frac{\sigma_s v_s}{4 - [\sigma_f v_f / D_f(I) k_f] \operatorname{ctg}(k_f d_f / 2)}, \quad (47)$$

которое отличается от аналогичного (37) для F/S -контактов лишь заменой $d_j \rightarrow d_j/2$. Это естественное следствие симметрии сверхрешетки при пренебрежении взаимодействием между соседними F -слоями через сверхпроводящие прослойки.

В π -фазном случае соответствующее решение для функции Узаледа в отличие от (46) обладает узлом в центре F -слоя, т. е.

$$F_f(z, \omega) \propto \sin [k_f(z + d_f/2)], \quad -d_f < z < 0. \quad (48)$$

Вследствие этого параметр распаривания $D_s k_s^2$ в уравнении (36) для T_c описывается уже другим трансцендентным уравнением:

$$D_s k_s \operatorname{tg} \left(\frac{k_s d_s}{2} \right) = \frac{\sigma_s v_s}{4 + [\sigma_f v_f / D_f(I) k_f] \operatorname{tg}(k_f d_f / 2)}. \quad (49)$$

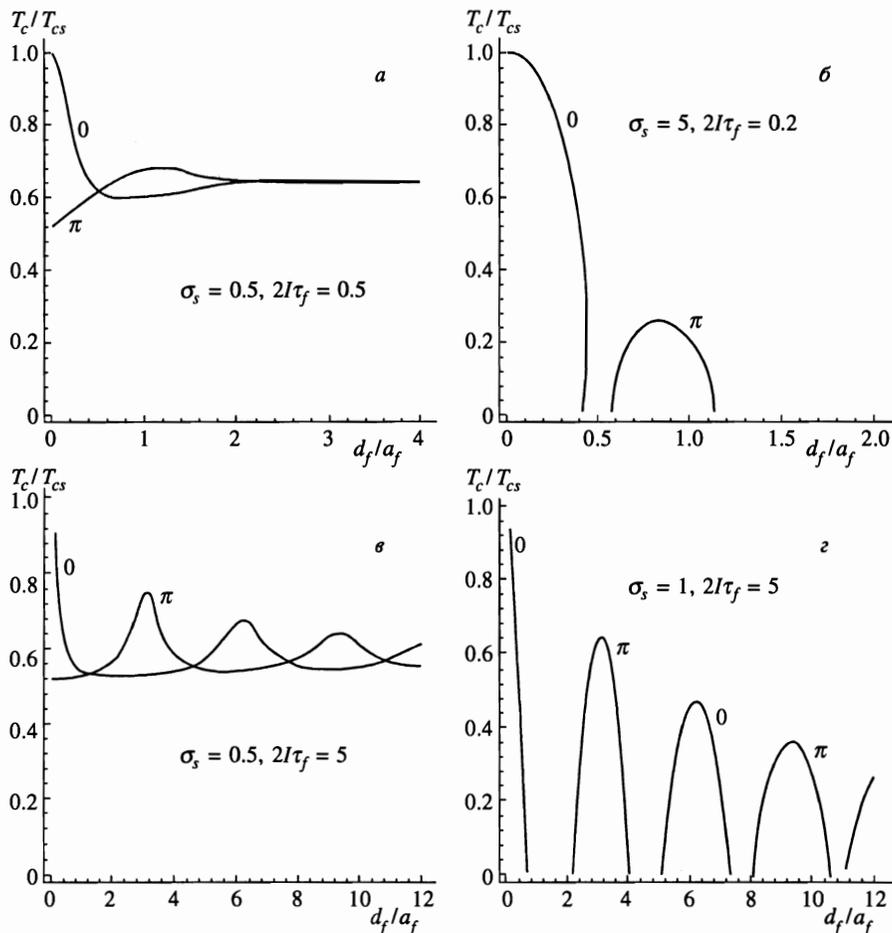


Рис. 2. Фазовые диаграммы T_c/T_{cs} (d_f/a_f) сверхрешетки F/S при $N_s v_s = N_f v_f$, $d_s = 500 \text{ \AA}$ и $\xi_{s0} = 400 \text{ \AA}$, где ξ_{s0} — длина когерентности БКШ. Значения параметров σ_s и $2I\tau_f$ приведены на самих графиках; а — единичный всплеск T_c ; б — возвратная 0- π -сверхпроводимость; в — осцилляции T_c при конкуренции 0- и π -фазного состояний; г — периодически-возвратная сверхпроводимость с чередованием 0- и π -фазных пиков. Знаки 0 и π рядом с кривыми соответствуют 0- и π -фазному состояниям

Заметим, что правая часть уравнения (47) отличается от таковой в (49) лишь заменой функции $\text{ctg } x$ на $-\text{tg } x$. Волновое число k_f для обоих уравнений (47) (0-фаза) и (49) (π -фаза) определяется выражениями (38) при $2I\tau_f < 1$ и (42) при $2I\tau_f > 1$. Следует отметить также, что 0-фазное (46) и π -фазное (48) решения, отличающиеся четностью парной амплитуды относительно центра F -слоя — суть два различных варианта реализации квазиодномерного состояния ЛОФФ [19, 20] в сверхрешетках F/S . При этом имеет место двойная периодичность парной амплитуды: «микроскопическая» внутри каждого F -слоя и «макроскопическая» по сверхрешетке в целом. Период последней в 0-фазном случае равен $L = d_f + d_s$, а в π -фазном — $2L$. Как видно из сравнения (47) и (49), поток куперовских пар с увеличением d_f может колебаться теперь еще и за счет

переходов между 0- и π -состояниями.

Результаты численного анализа поведения $T_c(d_f)$ для 0- и π -фазных состояний сверхрешетки F/S при различных значениях параметров изображены на рис. 2. На рис. 2а приведена зависимость $T_c(d_f)$, из которой следует, что при $\sigma_s \simeq 2I\tau_f \simeq 0.5$ переход с 0-фазной ветви на π -фазную приводит к единичному всплеску критической температуры и последующему выходу на плато. Данное поведение $T_c(d_f)$ напоминает результаты экспериментов [10, 11] с мультислоями Gd/Nb. При несколько меньших значениях этих величин ($\sigma_s \sim 2I\tau_f \sim 0.3$) 0-фазное и π -фазное решения в области «переключения» сближаются и вместо всплеска T_c на тех же мультислоях Gd/Nb [8], а также в сверхрешетках Fe/V [7] наблюдается выход критической температуры на плато. Наш анализ показывает, что различия в характере зависимости $T_c(d_f)$ для одних и тех же F/S -систем у разных групп исследователей объясняются, по-видимому, различной прозрачностью F/S -границ и чистотой ферромагнитных слоев. В свою очередь, это может быть связано с различиями в условиях и методике приготовления F/S -структур у разных экспериментальных групп. Отметим также, что при высокой прозрачности границ раздела в сверхрешетках F/S с $2I\tau_f < 1$ оказывается возможной возвратная сверхпроводимость, показанная на рис. 2б. В отличие от F/S -контактов (рис. 1б) здесь она характеризуется соседством ограниченных по толщине F -слоя 0-фазной и π -фазной областей на диаграмме состояний $T_c(d_f)$. В первый раз T_c обращается в нуль при приближении 0-фазных узлов к F/S -границам, затем восстанавливается благодаря переходу на пучности π -фазной парной амплитуды, что обеспечивает уменьшение потока куперовских пар, и исчезает вторично при подходе к границам раздела π -фазных узлов. При дальнейшем увеличении d_f сильное затухание как 0-, так и π -фазных решений при $2I\tau_f < 1$ разрушает когерентную связь между соседними F/S -границами в сверхрешетке и поток куперовских пар становится постоянным, но достаточным (в данном случае) для подавления сверхпроводимости.

Для относительно чистых F -слоев с сильным обменным полем ($2I\tau_f > 1$) и при умеренной прозрачности F/S -границ, как видно из рис. 2в, конкуренция 0- и π -фазных состояний должна приводить к их чередованию на фазовой диаграмме $T_c(d_f)$. При этом период осцилляций функции $T_c(d_f)$ для 0- и π -фазных решений по отдельности будет в два раза больше, чем в соответствующем F/S -контакте. Конкуренция же этих состояний будет приводить к совпадению периодов осцилляций $T_c(d_f)$ в контактах и сверхрешетках F/S . Периодически-возвратная сверхпроводимость, которая возможна при достаточно больших величинах σ_s и $2I\tau_f$, показана на рис. 2г. В сверхрешетках F/S она будет реализовываться как чередование 0- и π -фазных пиков, разделенных несверхпроводящими участками на диаграмме состояний. Точки пересечения 0- и π -фазных ветвей зависимости $T_c(d_f)$ с линиями трикритических точек t^* (для простоты не показанными здесь) будут соответствовать, как и в случае F/S -контактов (рис. 1з), точкам, в которых род фазового перехода меняется со второго на первый. Вблизи этих точек следует ожидать появления новых состояний типа ЛОФФ [19, 20], которые будут реализовываться, вероятно, как и в F/S -контактах, посредством дополнительной синусоидальной модуляции парной амплитуды в плоскости xy . Однако фазы этих двумерно-модулированных структур для соседних S -слоев в 0-фазном случае будут совпадать, а в π -фазном будут, по-видимому, различаться на π .

5. ВЫВОДЫ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Проведенные в настоящей работе исследования можно подытожить следующим образом.

1. Предложена модель сверхпроводящего состояния в F/S -системах, учитывающая комбинацию БКШ-спаривания с нулевым суммарным импульсом в S -слоях со спариванием по механизму ЛОФФ [19, 20] с когерентным импульсом поперечного движения $k \simeq 2I/v_f$ в F -слоях. Парная амплитуда в S -слоях имеет знакопостоянный характер, а в F -слоях — осциллирует с периодом $a_f = k^{-1}$. Рассеяние на немагнитных примесях при $2I\tau_f < 1$ приводит к сильному затуханию осцилляций с удалением от F/S -границы и потере когерентной связи между двумя границами F -слоя.

2. Осцилляционная зависимость критической температуры от толщины F -слоев связана с колебаниями скачка парной амплитуды на F/S -границе, приводящими к осцилляциям потока куперовских пар из S -слоя в F -слой. Такая немонотонность присуща не только мультислоям, но даже бислоям F/S , что позволяет (в отличие от прежних теорий [12, 13]) объяснить осцилляции $T_c(d_f)$ в трехслойной структуре Fe/Nb/Fe [14].

3. Как наиболее яркое следствие квазиодномерной реализации состояний ЛОФФ предсказаны явления возвратной и периодически-возвратной сверхпроводимости в F/S -контактах и сверхрешетках.

4. Установлено, что в зависимости от величины прозрачности F/S -границы и чистоты ферромагнитных слоев в одних и тех же по составу мультислоях F/S возможны как монотонный, так и осциллирующий выходы функции $T_c(d_f)$ на плато. Это позволяет объяснить противоречия между результатами различных экспериментальных групп ([8] и [10, 11] на мультислоях Gd/Nb, а также [7] и [9] на сверхрешетках Fe/V).

Отмечавшееся выше отличие полученного в данной работе уравнения Узаделя (25) от подобного в прежних теориях [12, 13] касается только ферромагнитного металла и связано с тем, что оно не было выведено и практически постулировалось. Изложенный в разд. 2 подход к выводу уравнений Узаделя, основанный на использовании интегрального уравнения (4) для коррелятора $H_{\alpha\beta}(z, z', \omega)$, позволяет получить не только уравнения (19) для парной амплитуды $F(z, \omega)$, но и граничные условия (20) к ним. Это связано с тем, что интегральное уравнение (4) содержит полную информацию как о параметрах электронной структуры и кинетических характеристиках металлов, находящихся в контакте, так и о скачкообразном изменении их величины при переходе через резкую границу раздела F/S . Граничные условия (20), связывающие поток функции Узаделя с ее скачком на поверхности раздела F/S , обобщают соответствующие условия, полученные ранее в работе [34] для контакта грязных нормального и сверхпроводящего металлов, на случай F/S -контакта. Строго говоря, из двух используемых в [12, 13] граничных условий корректным является только первое — о пропорциональности потоков из F в S и обратно. Второе же условие о непрерывности парной амплитуды $F(+0, \omega) = F(-0, \omega)$, введенное еще де Женом [35], справедливо лишь при $\sigma_j \rightarrow \infty$ ($\sigma = 1$). При конечной прозрачности F/S -границы функция $F(z, \omega)$ будет претерпевать разрыв, пропорциональный потоку куперовских пар через нее, как следует из (20) и отмечалось в [32, 34]. Именно это обстоятельство вкуче с осциллирующим поведением парной амплитуды в F -слоях и приводит к колебательному характеру критической температуры в F/S -системах. Ясно, что прозрачность σ_j , управляющая амплитудой потока куперовских пар из S -слоя в F -слой, будет в существенной мере определяться технологией приготовления F/S -структур. Поэтому она должна либо находиться

из независимых экспериментов (например, по измерению электропроводности), либо быть подгоночным параметром теории. Действительно, наши результаты, отраженные в формулах (37), (47) и (49), а также на рис. 1 и 2, свидетельствуют об исключительной важности параметра σ_j наряду с величиной $2I\tau_f$ для описания самых различных форм зависимости $T_c(d_f)$ в слоистых F/S -системах. Из упомянутых формул следует также, что уменьшение прозрачности F/S -границы (например, небольшим окислением в ходе ее формирования) позволяет сохранять сверхпроводящие свойства системы и для случая достаточно тонких слоев S ($d_s < \xi_s$).

Различия в характерах взаимной подстройки сверхпроводимости и ферромагнетизма между сверхрешетками и контактами F/S обусловлены прежде всего неэквивалентностью границ ферромагнитного слоя в последних. Действительно, условие отсутствия потока пар ЛОФФ через границу ферромагнетик–вакуум закрепляет на ней пучность функции $F_f(z, \omega)$, а увеличение толщины F -слоя d_f приводит к упоминавшимся уже осцилляциям скачка парной амплитуды на F/S -границе, потока куперовских пар через нее и немонотонности $T_c(d_f)$. Сверхрешетки F/S из-за периодичности по оси z периодом $L = d_f + d_s$ обладают эквивалентными границами раздела в пределах элементарной ячейки. Поэтому в них возможны не только косинусные (0-фазные), но и синусные (π -фазные) решения, закрепляющие соответственно пучность и узел парной амплитуды в центре прослойки F . В соответствии с теорией фазовых переходов второго рода, в рамках которой мы работаем, при данных условиях реализуется состояние с более высокой критической температурой (низкой свободной энергией). Поэтому фазовые диаграммы, представленные на рис. 2, описывают различные случаи конкуренции 0- и π -фазных состояний, вызванной одновременными переходами узел–пучность на соседних F/S -границах сверхрешетки с увеличением d_f .

Чисто формально можно ожидать, что любой механизм, приводящий к осцилляциям скачка парной амплитуды и потока куперовских пар через границу раздела сверхпроводника S с нормальным материалом, будет вызывать колебания T_c при изменении толщины последнего. В этом смысле механизм осцилляций T_c [16], обусловленный наличием квантовой связи между двумя границами полуметалла или полупроводника из-за осцилляций электронной волновой функции, является универсальным. Однако, если нормальная часть контакта представляет собой металл, отражение электронных волн с длиной порядка межатомного расстояния от неизбежных шероховатостей поверхности того же масштаба полностью усредняет эти осцилляции. При наличии примесей усреднение будет происходить за счет рассеяния электронов в объеме пленки, если ее толщина больше длины свободного пробега. Поэтому в случае, когда в контакте со сверхпроводником находится ферромагнитный металл с сильным обменным полем, осцилляционная природа парной амплитуды в F -слое связана, на наш взгляд, с состоянием ЛОФФ [19, 20], а механизмом разрушения куперовских пар, приходящих из S -слоя, естественно является парамагнитный эффект. При этом важно иметь в виду, что отсутствие межэлектронного притяжения в F -слое ($\lambda_f = 0$ в нашей модели) не является препятствием для спаривания квазичастиц. В силу эффекта близости парные корреляции, источником которых является S -слой, наводятся в F -слое до глубин порядка длины когерентности ξ_f'' . Действительно, как показано в разд. 3, обмен электронами, интенсивность которого сильно зависит от прозрачности границы раздела, приводит к обобществлению межэлектронных взаимодействий в приконтактном слое толщиной порядка $\xi_s + \xi_f''$. Подчеркнем в этой связи, что роль истинного параметра порядка для нашей неоднородной F/S -системы играет не $\Delta(z) = \lambda(z)F(z)/N(z)$, а именно парная

амплитуда [35]

$$F(z) \propto \operatorname{Re} \sum_{\omega > 0} F(z, \omega),$$

которая в отличие от Δ при переходе в F -слой не обращается в нуль.

Поскольку все полученные в работе результаты интерпретируются в терминах реализации состояния ЛОФФ с осциллирующей парной амплитудой в F -слоях, коротко обсудим нетривиальное влияние примесного рассеяния на эту фазу. Известно, что состояние ЛОФФ чрезвычайно чувствительно к наличию немагнитных примесей [21, 22]. Это связано с тем, что в F -слое парные корреляции эффективны лишь для квазичастиц, изоэнергетические состояния которых $(\mathbf{p}, \uparrow; -\mathbf{p} + \mathbf{k}, \downarrow)$ не являются взаимно обращенными во времени и теорема Андерсона для них несправедлива. Поэтому не случайно, что роль длины когерентности в F -слое играет величина ξ_f'' , которая при $2I\tau_f > 1$ оказывается порядка длины свободного пробега l_f . Рассеяние на немагнитных примесях, приводя к затуханию осцилляций функции $F_f(z, \omega)$ в глубь F -слоя, уменьшает также ее амплитуду на F/S -границе при $z = 0$. Именно поэтому T_c в точках максимума ($d_f \propto \pi a_f$) восстанавливается не до номинального значения T_{cs} , а лишь частично (см. рис. 1в, з и 2в, з). Величина параметра распаривания $D_s k_s^2$ в точке первого максимума оказывается порядка $d_f/d_s \tau_f$. С ростом концентрации примесей до $2I\tau_f < 1$ длина когерентности и период осцилляций $F_f(z, \omega)$ уменьшаются до $\xi_f'' \simeq \xi_f' \sim \sqrt{a_f l_f}$. В этом случае проявиться в зависимости $T_c(d_f)$ может лишь один минимум (узел) в F/S -контактах и два (0 и π) — в сверхрешетках (см. рис. 1а, б и 2а, б). После этого связь между границами F -слоев теряется и устанавливается постоянный поток куперовских пар из S -слоев в F .

Важно отметить также, что развитый в разд. 2 подход к описанию эффекта близости в F/S -системах в принципе свободен от ограничений на скорость примесного рассеяния τ_j^{-1} ($j = f, s$). Однако простые уравнения (19) для парной амплитуды получаются только в грязном пределе при $\pi T \tau_j \ll 1$ и $2I\tau_f \ll 1$. Таким образом, условие грязного предела для ферромагнитного металла при учете неравенства $I \gg \pi T$ оказывается значительно более жестким по сравнению со сверхпроводящей частью образца F/S , что существенно сужает рамки применимости уравнения (25) для функции $F_f(z, \omega)$. При $\pi T \tau_f \ll 1$, но произвольном параметре $2I\tau_f$ приходится искать совместное решение уравнений (9), (11) и (17), которое приводит к характеристическому уравнению (41) для комплексного волнового числа k_f . Это позволяет исследовать влияние конкуренции диффузионного ($2I\tau_f < 1$) и спин-волнового ($2I\tau_f > 1$) типов движения квазичастиц на пространственное поведение парной амплитуды в ферромагнетике. В таких сильных ферромагнетиках, как Fe и Gd, обменное расщепление ферми-поверхности составляет $2I \sim 10^3$ К, поэтому величина параметра $2I\tau_f$ в значительной степени будет зависеть от чистоты металла. Так, для Gd с $v_f = 1.2 \cdot 10^5$ м/с при длине свободного пробега $l_f \sim 20$ Å величина $2I\tau_f \sim 2$. Длина спиновой жесткости a_f в этом случае порядка 10 Å, так что осцилляции $T_c(d_f)$ должны быть заметны. Однако взаимная диффузия металлов и неконтролируемые примеси в процессе приготовления F/S -структур могут существенно уменьшить величину параметра $2I\tau_f$ (особенно для тонких F -слоев) и сделать эти осцилляции ненаблюдаемыми.

Наличие осцилляций $T_c(d_f)$ еще не гарантирует обязательного присутствия π -фазы на экспериментальной диаграмме состояний сверхрешеток. Дело в том, что эти осцилляции имеют место и в 0-, и в π -состояниях, но их периоды в два раза больше, чем

в случае F/S -контакта. Конкуренция данных состояний, связанная с раздвижкой их максимумов T_c на величину $\delta d_f = \pi a_f$, приводит к формальному совпадению периодов осцилляций в F/S -контактах и сверхрешетках. Поэтому только параллельные эксперименты на бислоях и мультислоях F/S могут убедительно доказать наличие π -фазы на диаграмме состояний $T_c(d_f)$. Следует отметить, что π -состояние в отличие от 0-состояния характеризуется не только наличием осцилляций парной амплитуды внутри F -слоя, но и изменением ее фазы на π при переходе через любую F - (или S -) прослойку. В этом смысле π -фазное состояние с одномерно-модулированными и парной амплитудой, и параметром порядка наиболее близко к состоянию ЛОФФ [19, 20] в ферромагнитных сверхпроводниках. Как и состояние ЛОФФ, π -фаза является состоянием со спонтанным сверхпроводящим током. Однако, как было показано еще в оригинальной работе [20], в ЛОФФ-фазе этот ток полностью компенсируется током неспаренных квазичастиц. По-видимому, аналогичная ситуация имеет место и в π -фазных сверхрешетках F/S , которые могут оказаться идеальными модельными системами для исследования состояний типа ЛОФФ.

Все результаты настоящей работы получены в предположении резкой на атомном масштабе F/S -границы с наличием ферромагнитного упорядочения даже в самых тонких F -слоях. Ясно, что в реальных F/S -системах, исследуемых в экспериментах [7–11, 14], ситуация много сложнее. Иногда в силу взаимной растворимости металлов F и S , а иногда по чисто технологическим причинам F/S -граница получается размытой. Поэтому тонкие слои ферромагнетика могут оказываться парамагнитными [8] или даже немагнитными [14]. В принципе, исследуемая нами модель F/S -систем легко может быть расширена на случай включения в рассмотрение тонкой немагнитной прослойки между F - и S -слоями или же учета фазового перехода парамагнетик–ферромагнетик по достижении F -слоем некоторой критической толщины. Физически ясно, однако, что если глубина проникновения ξ_f'' существенно больше типичных толщин неферромагнитных прослоек (7–10 Å), то осцилляции потока куперовских пар через такую размытую S/F -границу все равно сохранятся. Влияние буферных прослоек при достаточно больших толщинах F -слоев грубо можно учесть, по-видимому, простой перенормировкой величины обменного поля I или константы межэлектронного взаимодействия λ_s .

Критическое сопоставление осциллирующих зависимостей $T_c(d_f)$, представленных на рис. 1*в* и 2*а*, *в* (для F/S -контактов и сверхрешеток) с соответствующим экспериментально обнаруженными результатами ([14] и [10, 11]) свидетельствует о наличии двух существенных отличий. Во-первых, у функции $T_c(d_f)$ наблюдается только один максимум, а во-вторых, экспериментальное плато у этой зависимости всегда лежит ниже положения первого минимума. Первое различие может быть удовлетворительно объяснено достаточной загрязненностью ферромагнитных слоев немагнитными примесями (так что $2I\tau_f \leq 1$) и слабой или умеренной прозрачностью F/S -границы ($\sigma_s < 1$). Для сверхрешеток это будет означать реализацию зависимости типа представленной на рис. 2*а* вместо рис. 2*в*, а для контактов F/S или $F/S/F$ — слишком малую амплитуду второго максимума на рис. 1*в*, чтобы наблюдаться на фоне плато. Второе различие может быть связано прежде всего с тем, что предлагаемая здесь теория не учитывает влияния спинового и спин-орбитального рассеяний электронов в ферромагнитных слоях. Роль спиновых рассеивателей, кстати, будут играть немагнитные примеси в ферромагнитной матрице [26]. Спиновое и спин-орбитальное рассеяния, смешивая проекции спина квазичастиц \uparrow и \downarrow , будут разрушать парные корреляции по механизму ЛОФФ [21, 22] и вызывать дополнительное понижение T_c , увеличивая скачок парной

амплитуды на F/S -границе. При этом в силу эффекта близости спиновое рассеяние будет оказывать распаривающее действие и на БКШ-конденсат сверхпроводящих слоев до глубин порядка ξ_s . Дополнительное подавление T_c спиновым и спин-орбитальным рассеяниями будет нарастать с увеличением толщины F -слоя до значений порядка ξ_f'' . Поэтому положения минимумов и выхода на плато зависимости $T_c(d_f)$ будут постепенно понижаться. Кроме того, следует ожидать, что спиновое и спин-орбитальное рассеяния будут приводить к дополнительному затуханию парной амплитуды в F -слое, что также может отразиться на наблюдаемости осцилляций $T_c(d_f)$. Поэтому дальнейшее развитие предложенной здесь теории целесообразно и может способствовать построению модели F/S -систем, адекватно описывающей их природу.

Авторы благодарны И. А. Гарифуллину, Ю. А. Изюмову, М. Ю. Кагану, Б. И. Кочелаву, Г. Б. Тейтельбауму и И. М. Сулову за интерес к работе и полезные обсуждения.

Литература

1. B. Y. Jin and J. B. Ketterson, *Adv. Phys.* **38**, 189 (1989).
2. М. Г. Хусаинов, *ЖЭТФ* **109**, 524 (1996).
3. М. Г. Хусаинов, *ЖЭТФ* **110**, 966 (1996).
4. P. M. Tedrow, J. E. Tkaczyk, and A. Kumar, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 1746 (1986).
5. X. Hao, J. S. Moodera, and R. Meservey, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1342 (1991).
6. G. M. Roesler, M. E. Filipkowski, P. Broussard et al., in *Proc. SPIE Int'l. Soc. Opt. Eng. (USA)* (1994), Vol. 2157, p. 285.
7. P. Koorewaar, Y. Suzuki, R. Coehoom et al., *Phys. Rev. B* **49**, 441 (1994).
8. C. Strunk, C. Surgers, U. Paschen et al., *Phys. Rev. B* **49**, 4053 (1994).
9. H. K. Wong, B. Y. Jin, H. Q. Yang et al., *J. Low Temp. Phys.* **63**, 307 (1986).
10. J. S. Jiang, D. Davidovic, D. H. Reich et al., *Phys. Rev. Lett.* **74**, 314 (1995).
11. J. S. Jiang, D. Davidovic, D. H. Reich et al., *Phys. Rev. B* **54**, 6119 (1996).
12. Z. Radovic, M. Ledvij, L. Dobrosavljevic-Grujic et al., *Phys. Rev. B* **44**, 759 (1991).
13. А. И. Буздин, Б. Вуйичич, М. Ю. Куприянов, *ЖЭТФ* **101**, 231 (1992).
14. Th. Muhge, N. N. Garifyanov, Yu. V. Goryunov et al., *Phys. Rev. Lett.* **77**, 857 (1996).
15. В. М. Голянов, М. Н. Михеева, *ЖЭТФ* **70**, 2236 (1976).
16. Ю. Каган, Л. Б. Дубовский, *ЖЭТФ* **72**, 646 (1977).
17. М. Г. Хусаинов, *Письма в ЖЭТФ* **53**, 554 (1991).
18. A. A. Golubov, in *Proc. SPIE Int'l. Soc. Opt. Eng. (USA)* (1994), Vol. 2157, p. 353.
19. А. И. Ларкин, Ю. Н. Овчинников, *ЖЭТФ* **47**, 1136 (1964).
20. P. Fulde and R. A. Ferrell, *Phys. Rev. A* **135**, 550 (1964).
21. Л. Г. Асламазов, *ЖЭТФ* **55**, 1477 (1968).
22. S. Takada, *Progr. Theor. Phys.* **43**, 27 (1970).
23. P. Fulde and A. Luther, *Phys. Rev.* **175**, 337 (1968).
24. L. L. Hirst, *Phys. Rev.* **141**, 503 (1966).
25. J. I. Kaplan, *Phys. Rev.* **143**, 351 (1966).
26. Ø.Н. Fischer, *Helv. Phys. Acta* **45**, 331 (1972).
27. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский, *Методы квантовой теории поля в статистической физике*, Наука, Москва (1962).
28. Р. О. Зайцев, *ЖЭТФ* **50**, 1055 (1966).
29. А. В. Свидзинский, *Пространственно-неоднородные задачи теории сверхпроводимости*, Наука, Москва (1982).

30. Б. Девисон, *Теория переноса нейтронов*, Атомиздат, Москва (1960).
31. Ю. А. Изюмов, М. И. Кацнельсон, Ю. Н. Скрябин, *Магнетизм коллективизированных электронов*, Наука, Москва (1994).
32. А. В. Зайцев, ЖЭТФ **86**, 1742 (1984).
33. J. Hauser, H. C. Theuerer, and N. R. Werthamer, Phys. Rev. **142**, 118 (1966).
34. М. Ю. Куприянов, В. Ф. Лукичев, ЖЭТФ **94**(6), 139 (1988).
35. P. G. de Gennes, Rev. Mod. Phys. **36**, 225 (1964).