

МУЛЬТИКРИТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ ФАЗОВЫХ ДИАГРАММ СЛОИСТЫХ СТРУКТУР ФЕРРОМАГНЕТИК–СВЕРХПРОВОДНИК

Ю.А.Изюмов, Ю.Н.Прошин⁺¹⁾, М.Г.Хусайнов^{+*1)}

Институт физики металлов Уральского отделения РАН
620219 Екатеринбург, Россия

⁺Казанский государственный университет
420008 Казань, Россия

^{*}Казанский государственный технический университет, филиал "Восток"
422950 Чистополь, Россия

Поступила в редакцию 10 января 2000 г.

В слоистых структурах ферромагнетик/сверхпроводник (FM/S) предсказаны новые 3D состояния Ларкина – Овчинникова – Фульде – Феррелла (ЛОФФ), которые в большинстве случаев обладают более высокой критической температурой T_c , чем известные 1D состояния ЛОФФ. Показано, что немонотонное поведение T_c обусловлено колебаниями потока куперовских пар на FM/S-границе, возникающими из-за фазовых переходов 3D-1D-3D через тройные точки Лифшица. Появление новых 3D состояний ЛОФФ и наличие немагнитных примесей приводят к сильному затуханию 1D осцилляций парной амплитуды ЛОФФ и к существенному сглаживанию зависимости T_c от толщины FM-слоя d_f . Дана интерпретация экспериментального поведения $T_c(d_f)$ в структурах FM/S.

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

Конкуренция сверхпроводящих и магнитных состояний в слоистых структурах ферромагнитный металл/сверхпроводник (FM/S) порождает ряд новых нетривиальных явлений, совместное наблюдение которых в однородных материалах зачастую попросту невозможно. В частности, если в одних экспериментах на системах Fe/V [1] и Gd/Nb [2] быстрое начальное понижение T_c с ростом толщины ферромагнитного слоя d_f сменяется последующим выходом на плато, то в других экспериментах на этих же системах ([3] и [4, 5], соответственно) выходу на плато предшествует осциллирующее поведение $T_c(d_f)$. Первые теоретические интерпретации немонотонности $T_c(d_f)$ основывались на предсказанной в работах [6, 7] смене типа сверхпроводимости с традиционного 0-фазного на π -фазный, где знак параметра порядка Δ при переходе через прослойки FM меняется на противоположный. Однако теории [6, 7], ограниченные случаями высокой прозрачности FM/S-границы и крайне грязного предела ферромагнитного металла, не позволяли с единых позиций описать два различных типа поведения зависимости $T_c(d_f)$. Более того, оказалось, что осцилляции $T_c(d_f)$ имеют место и в трехслойных структурах Fe/Nb/Fe [8], где π -фазная сверхпроводимость в принципе невозможна. Поэтому нами (Ю.П., М.Х.) [9–11] была разработана теория эффекта близости, свободная от вышеперечисленных ограничений. Природу осцилляций $T_c(d_f)$ мы связывали с колебаниями потока куперовских пар на FM/S-границе, возникающими в силу одномерных (1D) осцилляций парной амплитуды поперек FM-слоя, приводящих к квантовой связи между его границами. Это позволило не только объяснить причину качественного различия в поведении T_c в

¹⁾ e-mail: mkhusainov@vector.ru, yurii.proshin@ksu.ru

экспериментах [1–5, 8], но и предсказать ряд новых эффектов, таких как ярко выраженные осцилляции $T_c(d_f)$ и периодически возвратная сверхпроводимость. Однако данные эффекты пока не нашли своего опытного подтверждения в последних экспериментах [12–15], за исключением не подкрепленного дальнейшими публикациями сообщения [16] о затухающих осцилляциях $T_c(d_f)$ в системах Co/Nb, Co/V.

Дело в том, что на опыте и для бислоев, и для мультислоев FM/S оказывается возможным лишь один локальный максимум в зависимости $T_c(d_f)$. Причина, на наш взгляд, в том, что прежние теории [6, 7, 9–11] пригодны лишь для FM/S-структур, где FM-слои являются квазиодномерными ферромагнетиками, в которых пространственными изменениями парной амплитуды вдоль FM/S-границ можно пренебречь. В реальных же трехмерных (3D) FM/S-системах парные корреляции, наводимые S-слоями в FM-слоях (в меру прозрачности границ раздела), должны носить 3D характер и описываться 3D волновым вектором пар \mathbf{k} , в соответствии с теорией Ларкина–Овчинникова–Фульде–Феррелла (ЛОФФ) [17, 18] для изотропных ферромагнитных сверхпроводников. Действительно, большое обменное расщепление $2I \gg \pi T_c$ зоны проводимости изменяет условия спаривания, и в ферромагнетике спариваться будут квазичастицы из изоэнергетических состояний \mathbf{p}, \uparrow и $-\mathbf{p} + \mathbf{k}, \downarrow$, с отличными по абсолютной величине импульсами, где $k \sim 2I/v_f$ при $2I \ll E_f$, а E_f и v_f – фермиевские скорость и энергия, соответственно. 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 FM-слоях. Поэтому парная амплитуда в относительно чистых ферромагнитных слоях с $2I\tau_f > 1$ должна осциллировать с периодом $a_f = v_f/2I \sim k^{-1}$, затухая на длине свободного пробега $l_f = v_f\tau_f$ от FM/S-границы. В то же время волновая функция куперовских пар в S-слоях имеет знакопостоянный характер, но фаза ее произвольна. Таким образом, сверхпроводимость в FM/S-системах является комбинацией спаривания по механизму БКШ в S-слоях со спариванием по механизму ЛОФФ в FM-слоях. Исследование взаимной подстройки этих конкурирующих типов спаривания составляет основную цель данной работы.

Теория эффекта близости, адекватная слоистой природе FM/S-структур, должна учитывать пространственные изменения парной амплитуды не только поперек слоев FM и S, но и в плоскости границ раздела FM/S. Это требует, в отличие от прежних подходов [6, 7] и наших недавних работ [9–11] в этой области, решения не одномерной (1D), а трехмерной (3D) краевой задачи для функции Узаделя $F(\mathbf{r}, \omega)$. Микроскопический вывод этой краевой задачи для плоского контакта между слоем FM, занимающим область $-d_f < z < 0$, и слоем S, занимающим область $0 < z < d_s$, аналогичен соответствующему выводу для 1D функции $F(z, \omega)$ (см. [11]). Для краткости мы его опускаем. Однако, в отличие от [11], используя трансляционную инвариантность системы в плоскости $x - y$, краевую задачу для контакта грязных металлов FM и S удобно сформулировать в терминах двумерного преобразования фурье-функции Узаделя $F(\mathbf{q}, z, \omega)$, где \mathbf{q} – 2D волновой вектор. Дифференциальные уравнения диффузионного типа для S- и FM-слоев имеют вид

$$\begin{aligned} \left[\omega + \frac{D_s}{2} \left(q_s^2 - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \right] F_s(\mathbf{q}_s, z, \omega) &= \Delta_s(\mathbf{q}_s, z), \\ \left[\omega + iI + \frac{D_f(I)}{2} \left(q_f^2 - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \right] F_f(\mathbf{q}_f, z, \omega) &= \Delta_f(\mathbf{q}_f, z). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $\omega = \pi T(2n + 1)$ – мацубаровская частота ($\omega > 0$); $D_{s(f)} = v_{s(f)} l_{s(f)}/3$ и $\Delta_{s(f)}$ – соответственно коэффициенты диффузии электронов и сверхпроводящие параметры порядка в S- и FM-слоях. Комплексный коэффициент диффузии $D_f(I)$ учитывает конкуренцию между различными типами движения квазичастиц в FM-слое [9–11]: диффузионным ($2I\tau_f < 1$), где $D_f(I) = D_f/(1 + i2I\tau_f)$, и спин-волновым ($2I\tau_f > 1$), где $D_f(I) \approx 3D_f/(1 + i2I\tau_f)$. Двумерные волновые векторы $q_{s(f)}$ отвечают за пространственные вариации $F(\mathbf{r}, \omega)$ в плоскости контакта. Соответствующие уравнениям (1) граничные условия на поверхности раздела $z = 0$ имеют вид

$$\frac{4D_s}{\sigma_s v_s} \left. \frac{\partial F_s(\mathbf{q}_s, z, \omega)}{\partial z} \right|_{z=+0} = \frac{4D_f(I)}{\sigma_f v_f} \left. \frac{\partial F_f(\mathbf{q}_f, z, \omega)}{\partial z} \right|_{z=-0} = F_s(\mathbf{q}_s, +0, \omega) - F_f(\mathbf{q}_f, -0, \omega). \quad (2)$$

Они связывают поток парной амплитуды с ее скачком на поверхности раздела FM/S. В (2) $\sigma_{s(f)}$ – коэффициенты прозрачности границы со стороны металлов S и FM, удовлетворяющие соотношению детального баланса $\sigma_s v_s N_s = \sigma_f v_f N_f$ [9–11], где N_s и N_f – плотности состояний. Полученная краевая задача (1), (2) для эффекта близости в FM/S-контакте отличается от прежних [6, 7] в трех аспектах. Во-первых, использованные в [6, 7] граничные условия $F_s(+0, \omega) = F_f(-0, \omega)$ являются частным случаем уравнений (2) и отвечают пределу высокой прозрачности $\sigma_{s(f)} \rightarrow \infty$, то есть пренебрежению потоком $F(\mathbf{r}, \omega)$ через FM/S-границу. Во-вторых, движение квазичастиц в ферромагнетике носит смешанный диффузионно-волновой характер и описывается эффективным комплексным коэффициентом диффузии $D_f(I)$ в противоположность реальному D_f в [6, 7]. Наконец, в-третьих, система уравнений (1), (2) допускает не только 1D, но и 3D решения для парной амплитуды $F(\mathbf{r}, \omega)$ в отличие от всех прежних подходов [6, 7, 9–11]. Как будет показано ниже, именно конкуренция ранее известных 1D и новых 3D состояний ЛОФФ кардинально изменяет зависимость $T_c(d_f)$ по сравнению с теориями [6, 7, 9–11].

Для вычисления критической температуры T_c FM/S-контакта в зависимости от прозрачности границы раздела, толщин слоев, параметра $2I\tau_f$ и т.д. решим систему уравнений (1), (2) совместно с уравнениями самосогласования Горькова (см. [9–11]):

$$\Delta_s(\mathbf{q}_s, z) = 2\lambda_s \pi T \operatorname{Re} \sum_{\omega > 0} F_s(\mathbf{q}_s, z, \omega), \quad \Delta_f(\mathbf{q}_f, z) = 2\lambda_f \pi T \operatorname{Re} \sum_{\omega > 0} F_f(\mathbf{q}_f, z, \omega), \quad (3)$$

где $\lambda_{s(f)}$ – константы межэлектронных взаимодействий в S- и FM-слоях.

Будем искать решения уравнений (1)–(3) в виде, исключающем поток электронов через внешние границы FM/S-контакта: $F_s(\mathbf{q}_s, z, \omega) \propto \cos k_s(z - d_s)$, $F_f(\mathbf{q}_f, z, \omega) \propto \cos k_f(z + d_f)$. Здесь $k_{s(f)}$ – не зависящие от частоты ω ($\omega \ll I$) компоненты волнового вектора, описывающие пространственные изменения парной амплитуды $F(\mathbf{r}, \omega)$ поперек слоев (вдоль оси z). В результате для приведенной температуры сверхпроводящего перехода FM/S-контакта $t = T_c/T_{cs}$ получается обычное уравнение типа полученного Абрикосовым – Горьковым:

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

где T_{cs} – критическая температура изолированного S-слоя, $\Psi(x)$ – дигамма-функция, а параметр распаривания $D_s k_s^2$ является решением другого трансцендентного урав-

нения:

$$D_s k_s \operatorname{tg} k_s d_s = \frac{\sigma_s v_s}{4 - (\sigma_f v_f / D_f(I) k_f) \operatorname{ctg} k_f d_f}. \quad (5)$$

Здесь волновое число k_f при $2I\tau_f < 1$ и $I \gg \pi T_{cs}$, определяется выражением

$$k_f^2 + q_f^2 = -\frac{2iI}{D_f(I)} = -\frac{2iI(1 + 2iI\tau_f)}{D_f}. \quad (6)$$

Из условия минимума свободной энергии (максимума T_c) следует, что q_s строго равно нулю. Это неудивительно, так как при БКШ типе спаривания с нулевым суммарным импульсом в S-слое парная амплитуда $F_s(\mathbf{r}, \omega)$ должна иметь знакопостоянный характер. В то же время в FM-слое имеет место спаривание по механизму ЛОФФ с отличным от нуля трехмерным когерентным импульсом пар $\mathbf{k} = (\mathbf{q}_f, k_f)$ и осциллирующей парной амплитудой $F_f(\mathbf{r}, \omega)$. Из уравнений (4) – (6) следует, что величина 2D волнового вектора q_f , остающаяся произвольной, должна находиться путем оптимизации, то есть из условия максимума T_c .

Из граничных условий (2) следует, что левая часть выражения (5), определяющая параметр распаривания $D_s k_s^2$ в уравнении (4) для T_c , пропорциональна потоку куперовских пар из S-слоя в FM-слой. При этом резонансный знаменатель правой части (5), обратно пропорциональный скачку парной амплитуды на FM/S-границе, периодически изменяет величину этого потока пар с увеличением толщины FM-слоя за счет функции $\operatorname{ctg} k_f d_f$. Однако в отличие от ранее полученных нами [9–11] 1D решений с $q_f = 0$, появление новых 3D решений с вещественными $q_f \neq 0$ сильно уменьшает $\operatorname{Re} k_f$ согласно уравнению (6). Это приводит к увеличению периода осцилляций парной амплитуды $F_f(\mathbf{r}, \omega)$ вдоль оси z , который становится больше глубины проникновения пар в FM-слой ($\operatorname{Im} k_f > \operatorname{Re} k_f$) и когерентная связь между двумя границами FM-слоя разрушается. В результате этого наблюдаемость осцилляций $T_c(d_f)$ (кроме быть может первого пика) сильно уменьшится.

Другой механизм разрушения квантовой связи между двумя границами FM-слоя, также приводящий к существенному сглаживанию осцилляций $T_c(d_f)$ и работающий одновременно с описанным выше, обязан наличию немагнитных примесей [9–11]. По мере повышения их концентрации в FM-слое волновой тип движения квазичастиц, присущий чистому ферромагнетнику с $2I\tau_f > 1$ будет сменяться при $2I\tau_f < 1$ диффузионным. Поперечный импульс пар k_f станет при этом плохим квантовым числом, а осцилляции парной амплитуды ЛОФФ, приобретая большое затухание ($\operatorname{Im} k_f > \operatorname{Re} k_f$), перестанут обеспечивать когерентную связь между границами FM-слоя. Напомним, что в случае чистого FM-слоя с $2I\tau_f > 1$ в формулах (5), (6) необходимо сделать замену $D_f \rightarrow 3D_f$ (см. [11]).

Результаты численного анализа зависимостей $T_c(d_f)$ для различных значений параметров σ_s , $2I\tau_f$, $n_{sf} = N_s v_s / N_f v_f$, l_s и d_s приведены на рис.1а-1ф. На рис.1а сплошная жирная линия изображает оптимизированное с учетом конкуренции 1D и 3D состояний ЛОФФ поведение $T_c(d_f)$. Периодически-возвратная сверхпроводимость, предсказываемая нашей старой 1D теорией [9–11] и показанная тонкими штриховыми линиями, практически полностью перекрывается монотонно падающей 3D кривой $T_c(d_f)$. Единственный всплеск $T_c(d_f)$, как в эксперименте [8] на трислоях Fe/Nb/Fe, обязан каскаду чередующихся фазовых переходов 3D-1D-3D. В верхней части рис.1а показана зависимость величины двумерного волнового вектора q_f от d_f . Область реализации 1D ЛОФФ фазы ($q_f = 0$) имеет светло-серый фон, 3D ЛОФФ

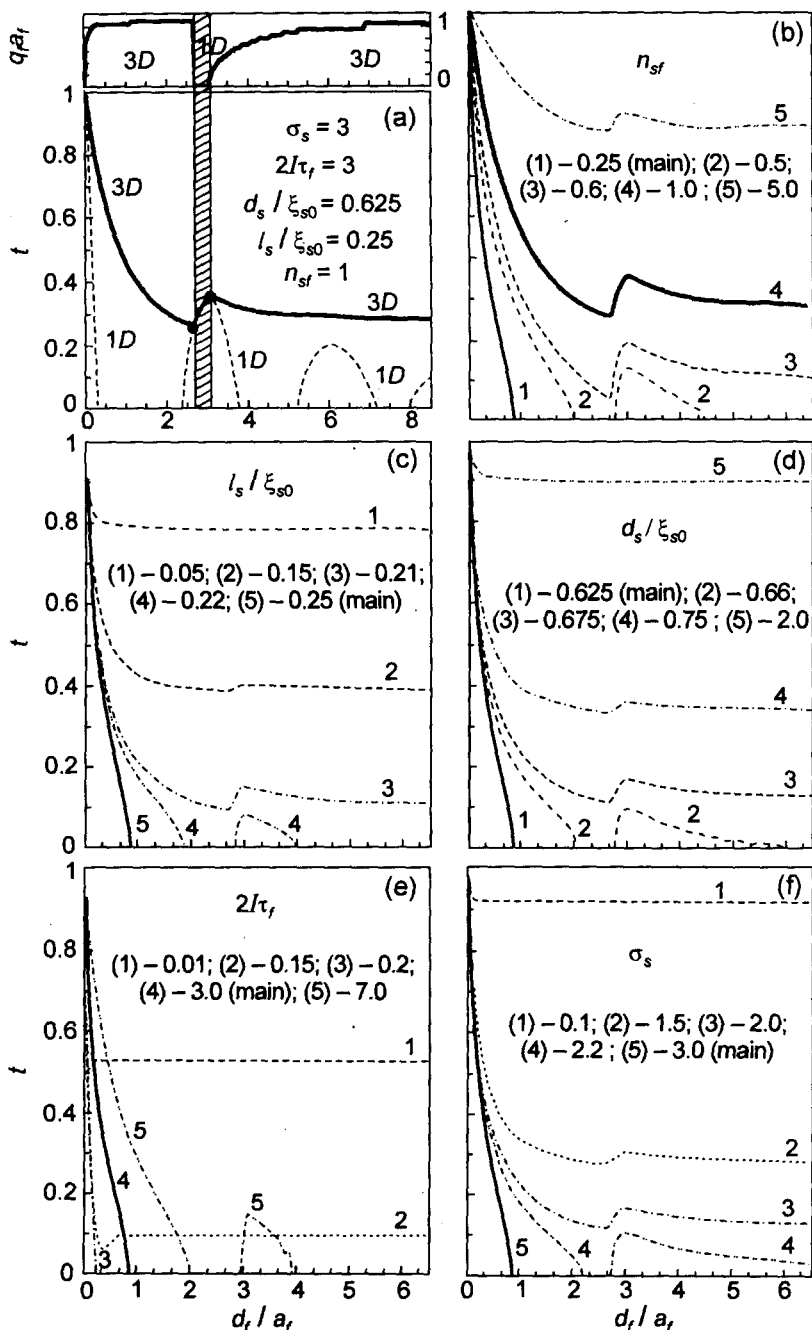


Рис.1. Зависимость приведенной критической температуры FM/S-контакта от приведенной толщины FM-слоя при различных значениях пяти основных параметров теории. а) Оптимизированные решения $t(d_f/a_f)$ и $q_f a_f(d_f/a_f)$ показаны сплошными жирными линиями. Тонкие штриховые линии соответствуют чистым 1D решениям. Жирные точки отвечают тройным точкам Лифшица. ξ_{s0} - длина когерентности БКШ. б-ф) меняется только один указанный параметр, остальные фиксированы. За основу (main) взята зависимость при $2I\tau_f = 3$, $\sigma_s = 3$, $l_s/\xi_{s0} = 0.25$, $d_s/\xi_{s0} = 0.625$, $n_{sf} = 0.25$. Оптимизированная кривая на рис.1а соответствует кривой 4 на рис 1б

фаза ($q_f > 0$) показана без фона. Приведенная фазовая диаграмма $T_c(d_f)$ обладает яркой особенностью в виде тройных точек Лифшица (пересечения сплошной и штриховой линий), где сходятся сразу три фазы: две сверхпроводящие (соразмерная 1D с $q_f = 0$ и несоразмерная 3D с $q_f \neq 0$) и одна нормальная.

На рис.1b-1f приведены зависимости $T_c(d_f)$, оптимизированные по величине q_f с учетом конкуренции 1D и 3D состояний ЛОФФ, при изменении всех основных параметров теории. На каждом из этих пяти рисунков наблюдаются все качественно различные варианты поведения $T_c(d_f)$: от монотонного спада до нуля, взятого в качестве затравочного и наблюдавшегося во многих экспериментах [3, 13], до возвратной сверхпроводимости и последующего выхода на плато как немонотонного (через единичный всплеск) [8], так и плавного [2]. Отметим, что области реализации возвратной сверхпроводимости, предсказанной нами ранее [9–11] для 1D случая, в 3D теории ограничены очень узким диапазоном значений параметров. Это объясняет, почему данное явление в реальных FM/S-системах до сих пор не было обнаружено экспериментально.

Вывод уравнений для T_c сверхрешетки FM/S, образованной чередованием слоев FM и S с толщинами d_f и d_s , соответственно, аналогичен приведенному ранее (см. [11]). Заметим только, что в отличие от FM/S-контактов, для элементарной ячейки FM/S-сверхрешетки существует два устойчивых состояния ЛОФФ [6, 7, 9–11], которые отличаются четностью парной амплитуды относительно центра FM-слоя: 0-фазное с $F_f(\mathbf{q}_f, z, \omega) \propto \cos k_f(z + d_f/2)$ и π -фазное с $F_f(\mathbf{q}_f, z, \omega) \propto \sin k_f(z + d_f/2)$. Уравнения для T_c в 0-фазном случае получаются из (4)–(6) заменой d_i на $d_i/2$. Для нахождения T_c в π -фазном случае необходимо, кроме этого, в правой части формулы (5) функцию $\text{ctg } x$ заменить на $-\text{tg } x$.

Фазовые диаграммы $T_c(d_f)$ для сверхрешеток FM/S приведены на рис.2a-2d. Здесь тонкими штриховыми и пунктирными линиями показаны соответственно 0-фазные и π -фазные 1D решения, полученные нами ранее (см. [9–11]). Сплошные жирные линии есть результат оптимизации зависимости $T_c(d_f)$, обремененный сложной конкуренцией 1D и 3D решений, как для 0-, так и для π -фазных состояний ЛОФФ. Как следует из рис.2c, при определенных значениях параметров сверхрешетки в поведении функции $T_c(d_f)$ действительно обнаруживается единичный всплеск критической температуры, обремененный переходу 3D(0)-1D(π)-3D(π). Это поведение наблюдалось в экспериментах на мультислоях Gd/Nb [4, 5], а также в сверхрешетках Co/Nb, Co/V [16]. При более низких значениях σ_s и $2I_T\tau_f$ амплитуда всплеска сильно уменьшается и функция $T_c(d_f)$ после монотонного спада сразу выходит на плато (рис.2a). Такой ход кривой $T_c(d_f)$ наблюдался в сверхрешетках Fe/V [1], Gd/Nb [2] и $V_{1-x}\text{Fe}_x/\text{V}$ [13]. Кроме того, нами предсказываются и новые варианты немонотонного поведения $T_c(d_f)$, характерные только для сверхрешеток FM/S: возвратная сверхпроводимость в виде отдельного 1D-3D(π) пика (рис.2b) и осцилляционное обращение T_c в нуль в результате переходов 3D(0)-1D(π)-3D(π) (рис.2d). Точки фазовых переходов, в которых период 2D модуляции парной амплитуды вдоль FM/S-границ обращается в бесконечность ($q_f = 0$), соответствуют тройным точкам Лифшица. Таким образом, даже за внешне простым, как на рис.2a, и наблюдавшимся во многих экспериментах поведением $T_c(d_f)$ может стоять нетривиальная физика FM/S-систем, заключающаяся в комбинированном (БКШ+

+ ЛОФФ) характере сверхпроводимости и конкуренции 1D и 3D состояний ЛОФФ в ФМ-слоях.

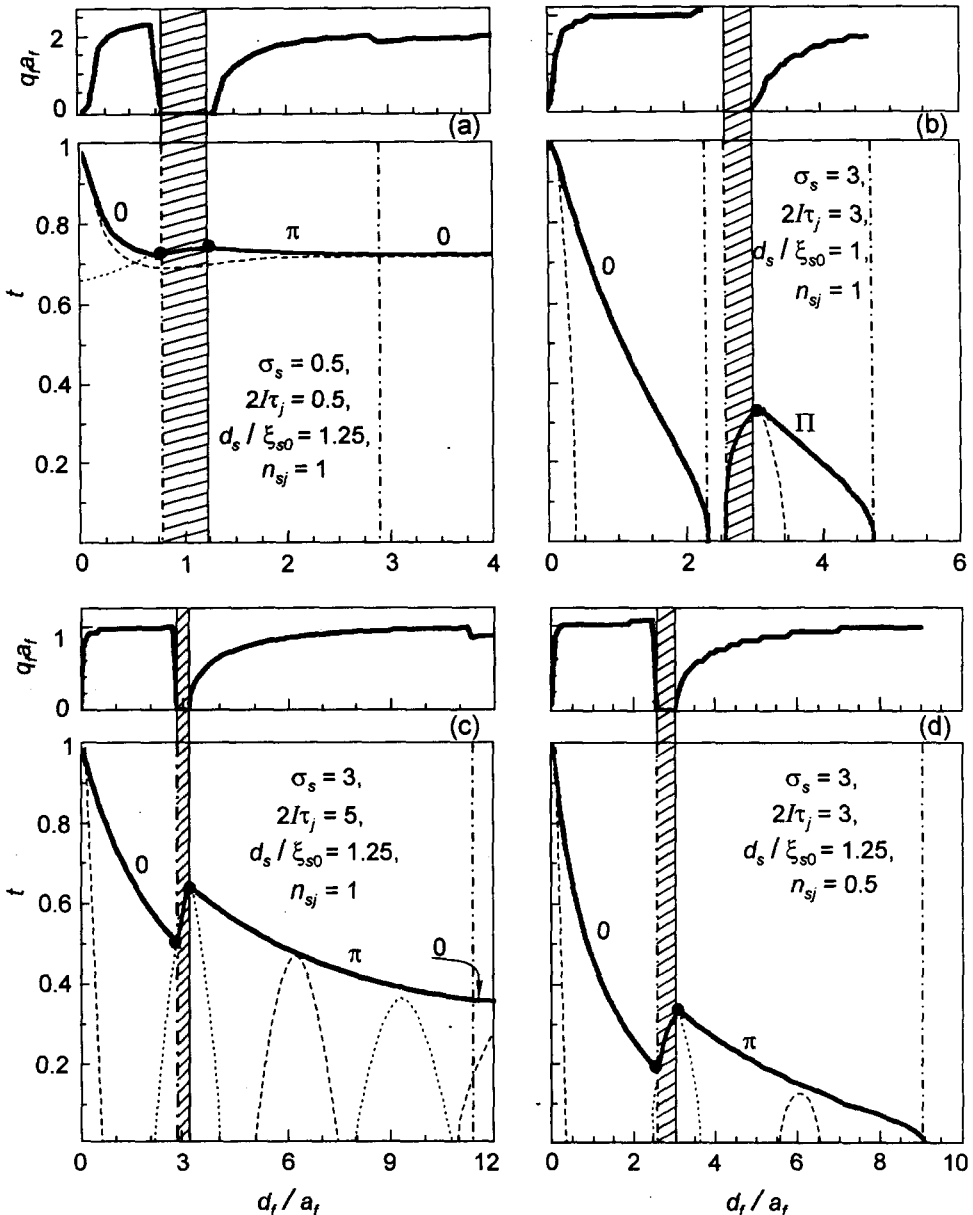


Рис.2. Фазовые диаграммы сверхрешеток ФМ/С при $l_s/\xi_{s0} = 0.25$ для различных значений параметров теории. Основные обозначения те же, что и на рис.1а. Чистым 1D 0-фазным решениям соответствуют тонкие штриховые линии, а π -фазным – пунктирные линии. Области реализации оптимизированных 0-фазных и π -фазных состояний отделены вертикальными штрих-пунктирными линиями

Состояния 1D ЛОФФ с ярко выраженными осцилляциями $T_c(d_f)$, показанные на рис.1а и рис.2а-d тонкими штриховыми линиями, в чистом виде могли бы, по-

видимому, реализовываться в FM/S-структурах, где FM-слои являются квазиодномерными ферромагнетиками с проводящими нитями, ориентированными перпендикулярно к границе раздела FM/S. Другая возможность реализации только состояний 1D ЛОФФ состоит в замене FM-слоев квазиодномерными ферромагнитными мостиками (вискерами). В этих случаях появлением 3D состояний с пространственными изменениями парной амплитуды вдоль FM/S-границ можно пренебречь.

Важно отметить, что и для бислоев, и для сверхрешеток FM/S появление новых 3D состояний ЛОФФ, наряду с состояниями 1D, предотвращает раннее обращение T_c в нуль с ростом d_f и увеличивает площадь сверхпроводящих участков фазовых диаграмм на рис.1,2. Более того, именно конкуренция между состояниями 1D и 3D, приводящая к мультикритическому поведению фазовых диаграмм, отвечает за немонотонное поведение $T_c(d_f)$ при одних толщинах FM-слоя и отсутствие осцилляций при больших d_f . Наш анализ показывает, что отличия в поведении функции $T_c(d_f)$ у разных экспериментальных групп, исследовавших одни и те же по составу мультислои FM/S, объясняются, по-видимому, различиями в величинах параметров σ_s , $2I_T f$, l_s и d_s , то есть в прозрачности FM/S-границ и в чистоте FM- и S-слоев. В свою очередь, это может быть связано с различиями в методике и условиях приготовления образцов.

Авторы (Ю.П., М.Х.) благодарны Российскому фонду фундаментальных исследований за поддержку наших исследований (проект 98-02-17957).

-
1. P.Koorewaar, Y.Suzuki, and 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.Davidović, D.H.Reich et al., Phys.Rev.Lett. **74**, 314 (1995).
 5. J.S.Jiang, D.Davidović, D.H.Reich et al., Phys. Rev. **B54**, 6119 (1996).
 6. Z. Radović, M. Ledvij, L. Dobrosavljević-Grujić et al., Phys. Rev. **B44**, 759 (1991).
 7. А.И.Буздин, Б.Вуйичич, М.Ю.Куприянов, ЖЭТФ **74**, 124 (1992).
 8. Th.Muhge, N.N.Garif'yanov, Yu.V.Goryunov et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 1857 (1996).
 9. Ю.Н.Прошин, М.Г.Хусаинов, Письма в ЖЭТФ **66**, 527 (1997).
 10. M.G.Khusainov and Yu.N.Proshin, Phys. Rev. **B56**, 14283 (1997).
 11. Ю.Н.Прошин, М.Г.Хусаинов, ЖЭТФ **113**, 1708 (1998).
 12. N.N.Garif'yanov, Yu.V.Goryunov, Th.Muhge et al., Eur. Phys. J., **B1**, 405 (1998).
 13. J.Aarts, I.M.E.Geers, E.Brück et al., Phys. Rev. **B56**, 2779 (1997).
 14. Th.Muhge, K.Theis-Bröhl, K.Westerholt et al., Phys. Rev. **B57**, 5071 (1998).
 15. G.Verbank, C.D.Potter, V.Metlushko et al., Phys. Rev. **B57**, 6029 (1998).
 16. Y.Obi, V.Ikebe, T.Kubo et al., Physica C, **317-318**, 149 (1999).
 17. А.И.Ларкин, Ю.Н.Овчинников, ЖЭТФ **20**, 762 (1965).
 18. P.Fulde, R.A.Ferrell, Phys. Rev. **A135**, 550 (1964).