

π -фазный магнетизм в сверхрешетках ферромагнетик–сверхпроводник

М. Г. Хусаинов^{+*1)}, Ю. А. Изюмов[□], Ю. Н. Прошин⁺¹⁾

⁺ Казанский государственный университет, 420008 Казань, Россия

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

[□] Институт физики металлов Уральского отд. РАН, 620219 Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 31 октября 2000 г.

После переработки 22 февраля 2001 г.

Для сверхрешеток ферромагнитный металл/сверхпроводник (FM/S) предсказаны новые 0π - и $\pi\pi$ -состояния Ларкина-Овчинникова-Фульде-Феррелла (ЛОФФ) с антиферромагнитной ориентацией намагниченностей в соседних FM-слоях. Данные состояния при определенных условиях обладают более высокой критической температурой T_c , чем ранее известные 00 - и $\pi 0$ -состояния ЛОФФ с ферромагнитным упорядочением FM-слоев. Показано, что при толщине S-слоев d_s , меньших порогового значения d_s^π , немонотонное поведение T_c сверхрешеток FM/S обязано каскаду фазовых переходов $0\pi-\pi\pi-0\pi$. При $d_s > d_s^\pi$ природа осцилляций T_c связана с переходами $00-\pi 0-00$. На основе сверхрешеток FM/S предложены логические элементы нового типа, совмещающие преимущества сверхпроводящего и магнитного каналов записи информации в одном образце.

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

Взаимное влияние сверхпроводимости и ферромагнетизма в сверхрешетках ферромагнитный металл/сверхпроводник (FM/S) характеризуется ярко выраженной немонотонной зависимостью критической температуры T_c от толщины ферромагнитной прослойки d_f [1, 2]. Существующие теории эффекта близости для сверхрешеток FM/S [3–7] связывают осцилляции $T_c(d_f)$ с конкуренцией между 0 -фазным и π -фазным типами сверхпроводимости в соседних S-слоях и не учитывают обратного влияния сверхпроводимости на магнетизм FM-слоев и взаимную ориентацию их намагниченностей. Для аналогичных структур, где роль FM-слоев играли слои ферромагнитного диэлектрика (FD), одним из авторов [8–10] было показано, что дальнедействующий обмен Рудермана–Киттеля–Касуи–Йосиды (РККИ) через прослойки S приводит к слоистому антиферромагнитному сверхпроводящему состоянию (AFS). В AFS состоянии фазы магнитного параметра порядка в соседних ферромагнитных слоях сдвинуты на π . Это существенно ослабляет распаривающий эффект обменного поля I для S-слоев и повышает T_c слоистой системы. Следует ожидать, что такого рода взаимная подстройка сверхпроводящего и магнитного параметров упорядочения, отражающая квантовую связь между границами раздела и приводящая

к реализации π -фазного магнетизма, должна иметь место и в сверхрешетках FM/S. Кроме того, в упомянутых работах [9, 10] была предсказана возможность управления сверхпроводящими и магнитными состояниями сверхрешеток FD/S с помощью внешнего магнитного поля. Недавние теоретические работы [11, 12] исследовали эту проблему лишь для трислоев FM/S/FM.

Рассмотрим сверхрешетку FM/S, образованную чередованием вдоль оси z FM-слоев толщиной d_f и S-слоев толщиной d_s . Сверхпроводимость в таких структурах FM/S является комбинацией спаривания по механизму БКШ с нулевым суммарным импульсом в S-слоях и спаривания по механизму Ларкина–Овчинникова–Фульде–Феррелла (ЛОФФ) с отличным от нуля импульсом пар \mathbf{k} в FM-слоях [5–7]. Для изучения взаимной подстройки этих конкурирующих типов спаривания, с одной стороны, и магнетизма, с другой стороны, элементарную ячейку сверхрешетки FM/S удобно выбрать в виде /S/FM/S/FM/. Соответствующая данной цели краевая задача в терминах функций Узаделя $F_{s(f)}(z, \omega, I)$ была получена в наших недавних работах [5–7]. Индексы s и f здесь и далее определяют принадлежность параметров и функций слоям S и FM соответственно; ω – мацубаровская частота, а I – обменное поле локализованных спинов,

¹⁾e-mail: mgkh@vostok-inc.com, yurii.proshin@ksu.ru

играющее роль магнитного параметра порядка для FM-слоев.

Дифференциальные уравнения для функции Узалея $F_s(z, \omega)$ в S-слоях элементарной ячейки ($0 < z < d_s$; $-(d_s + d_f) < z < -d_f$) имеют вид

$$\left[\omega - \frac{D_s}{2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] F_s(z, \omega) = \Delta_s(z), \quad (1)$$

аналогично для $F_f(z, \omega, I)$ в FM-слоях ($-d_f < z < 0$; $d_s < z < d_s + d_f$) имеем

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

Здесь $D_{s(f)}$ – обычные коэффициенты диффузии, а комплексный коэффициент диффузии $D_f(I)$ дается выражениями (см. [5–7]) $D_f(I) \simeq D_f/(1 + 2iI\tau_f)$ при $2I\tau_f < 1$ и $D_f(I) \simeq 3D_f/(1 + 2iI\tau_f)$ при $2I\tau_f > 1$ (τ – время свободного пробега электронов). Соответствующие уравнениям (1) и (2) граничные условия на центральной FM/S поверхности раздела $z = 0$ имеют вид

$$\left. \frac{4D_s}{\sigma_s v_s} \frac{\partial F_s(z, \omega)}{\partial z} \right|_{z=+0} = \left. \frac{4D_f(I)}{\sigma_f v_f} \frac{\partial F_f(z, \omega, I)}{\partial z} \right|_{z=-0} = F_s(+0, \omega) - F_f(-0, \omega, I), \quad (3)$$

где σ_s и σ_f – прозрачности границы со стороны металлов S и FM, связанные соотношением детального баланса $\sigma_s v_s N_s = \sigma_f v_f N_f$, а $N_{s(f)}$ и $v_{s(f)}$ – фермиевские плотность состояний и скорость. На других границах элементарной ячейки: $z = d_s$; $z = -d_f$; $z = -(d_s + d_f)$ и $z = d_s + d_f$ будут справедливы соотношения, аналогичные (3), дополненные условиями периодичности

$$F(z + L, \omega, I) = e^{i\phi} F(z, \omega, I e^{i\chi}), \quad (4)$$

где $L = d_s + d_f$ – период сверхрешетки, а ϕ и χ – фазы сверхпроводящего и магнитного параметров порядка соответственно.

Решая краевую задачу (3), (4) для функций Узалея совместно с уравнениями самосогласования Горькова

$$\Delta_s(z) = 2\lambda_s \pi T \operatorname{Re} \sum_{\omega > 0} ' F_s(z, \omega),$$

$$\Delta_f(z, I) = 2\lambda_f \pi T \operatorname{Re} \sum_{\omega > 0} ' F_f(z, \omega, I)$$

(λ_s и λ_f – безразмерные параметры межэлектронных взаимодействий в S и FM слоях), можно вычислить температуру сверхпроводящего перехода FM/S-контакта как функцию прозрачности границы раздела σ_s , толщин слоев d_s и d_f , параметров $2I\tau_f$, $n_{sf} = N_s v_s / N_f v_f$ и т.д.

Мощное распаривающее действие обменного поля I ($I \gg \pi T_{cs}$, где T_{cs} – критическая температура изолированного S-слоя) является основным механизмом разрушения сверхпроводимости в FM/S-системах. Пренебрегая для простоты межэлектронным взаимодействием в FM-слоях $\lambda_f = 0$ ($\Delta_f = 0$), будем искать решения уравнений (1)–(3) в виде линейной комбинации симметричных и антисимметричных функций относительно центров S- и FM-слоев. В частности, для центрального FM/S-контакта ячейки эти решения имеют вид

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

$$F_f(z) = B \frac{\cos [k_f(z + d_f/2)]}{\cos (k_f d_f/2)} + D \frac{\sin [k_f(z + d_f/2)]}{\sin (k_f d_f/2)}, \quad -d_f < z < 0,$$

где коэффициенты $A(\omega)$, $C(\omega)$ и B , D не зависят от z , а k_s и k_f – не зависящие от частоты ω ($\omega \ll I$) волновые числа, описывающие пространственные изменения парной амплитуды, поперек слоев. Решения для двух крайних слоев S и FM, также входящих в элементарную ячейку /S/FM/S/FM/, аналогичны (5) с учетом условия периодичности (4). Минимизация свободной энергии элементарной ячейки по величинам фазы сверхпроводящего (ϕ) и магнитного (χ) параметров порядка приводит к возможности реализации четырех различных состояний ЛОФФ:

- 1) 00-фаза ($\phi = 0, \chi = 0$);
- 2) $\pi 0$ -фаза ($\phi = \pi, \chi = 0$);
- 3) 0π -фаза ($\phi = 0, \chi = \pi$);
- 4) $\pi\pi$ -фаза ($\phi = \pi, \chi = \pi$).

В состоянии 00 $C(\omega) = D = 0$, то есть парные амплитуды (5) являются четными функциями относительно центров слоев S и FM, а в фазе $\pi 0$ $C(\omega) = B = 0$, то есть парная амплитуда в слое FM становится нечетной. В двух новых состояниях ЛОФФ: 0π , где $D = 0$, а $B \neq 0$, и $\pi\pi$, где, наоборот, $B = 0$, а $D \neq 0$, коэффициенты $A(\omega)$ и $C(\omega)$ не равны нулю, то есть парная амплитуда в S-слое четностью не обладает. Примесь синусных решений к косинусным в выражении (5) отражает частичную компенсацию парамагнитного эффекта обменного поля I для S-слоев в AFS-состоянии с антипараллельной ориентацией намагниченностей соседних FM-слоев.

Первые два состояния 00 и $\pi 0$ были изучены ранее в [3–7], где неявно полагалось $\chi = 0$, что соответствовало ферромагнитному сверхпроводящему состоянию (FS) сверхрешетки [8–10] с параллельной ориентацией намагниченностей всех FM-слоев. В пределе больших толщин S-слоев $d_s \gg \xi_s$ (ξ_s – длина когерентности сверхпроводника) это оправдано, так как взаимная ориентация намагниченностей соседних FM-слоев не важна, пока антиферромагнитный обмен РККИ через прослойки S экспоненциально мал [8–10]. Однако для короткопериодных сверхрешеток FM/S с толщинами d_s , близкими к критической $d_s^c \sim \xi_s$, более высокими T_c , по-видимому, будут обладать π -фазные по магнетизму 0π и $\pi\pi$ состояния ЛОФФ, а не 0 -фазные – 00 и $\pi 0$, соответственно. Так что сверхпроводящее состояние сверхрешетки FM/S на самом деле является результатом сложной конкуренции, вообще говоря, четырех различных состояний ЛОФФ (см. ниже рис.1,2).

В результате вычислений для приведенной температуры сверхпроводящего перехода $t = T_c/T_{cs}$ сверхрешетки FM/S получается обычное уравнение типа Абрикосова – Горькова

$$\ln t = \Psi\left(\frac{1}{2}\right) - \operatorname{Re} \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{D_s k_s^2}{4\pi T_{cs} t}\right), \quad (7)$$

где $\Psi(x)$ – дигамма-функция, а параметр распаривания $D_s k_s^2$ является решением другого трансцендентного уравнения (своего для каждой из четырех фаз (6)). Для фазы 00 это уравнение имеет следующий вид:

$$D_s k_s^{00} \operatorname{tg}(k_s^{00} d_s/2) = \frac{\sigma_s v_s}{4 - (\sigma_s v_f n_{sf} / D_f(I) k_f) \operatorname{ctg}(k_f d_f/2)}. \quad (8)$$

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

$$k_f^2 = -\frac{2iI}{D_f(I)} = -\frac{2iI(1 + 2iI\tau_f)}{D_f}. \quad (9)$$

При $2I\tau_f > 1$ в уравнениях (8), (9) D_f необходимо заменить на $3D_f$.

Для нахождения критической температуры в состоянии 0π уравнения (7)–(9) необходимо дополнить следующим уравнением, связывающим $k_s^{0\pi}$ с k_s^{00} :

$$(k_s^{0\pi})^2 - 2\operatorname{Re}[k_s^{00} \operatorname{tg}(k_s^{00} d_s/2)] k_s^{0\pi} \operatorname{ctg}(k_s^{0\pi} d_s) = |k_s^{00} \operatorname{tg}(k_s^{00} d_s/2)|^2. \quad (10)$$

Трансцендентное уравнение для нахождения распаривающего фактора в состоянии $\pi 0$ получается из

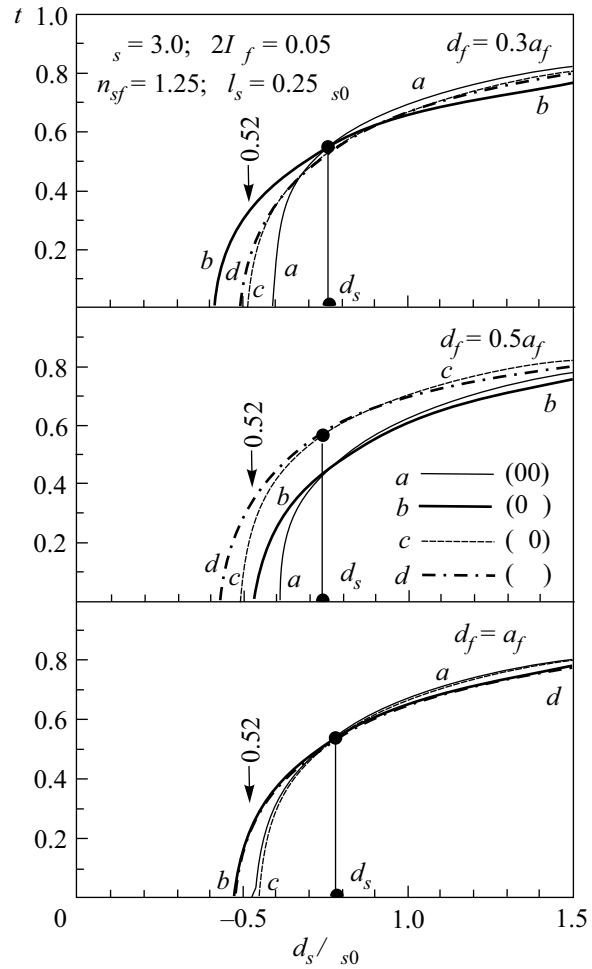


Рис.1. Зависимости приведенной критической температуры $t = T_c/T_{cs}$ сверхрешетки FM/S от приведенной толщины S-слоя d_s/ξ_{s0} при различных значениях толщины FM-слоя. Значения основных параметров теории указаны в верхней части рисунка, а обозначения кривых – в средней. Значение $d_s = 0.52\xi_{s0}$, указанное вертикальными стрелками, соответствует кривым $t(d_f)$ на рис.2

уравнения (8) заменами: k_s^{00} на $k_s^{\pi 0}$ в левой части уравнения и $\operatorname{ctg}(k_f d_f/2)$ на $-\operatorname{tg}(k_f d_f/2)$ в правой. Уравнение, связывающее $k_s^{\pi 0}$ с $k_s^{\pi\pi}$, которое требуется для вычисления критической температуры в состоянии $\pi\pi$, получается из (10), если в нем заменить k_s^{00} на $k_s^{\pi 0}$, а $k_s^{0\pi}$ на $k_s^{\pi\pi}$.

Система уравнений (7)–(10) позволяет исследовать зависимость приведенной критической температуры t сверхрешетки FM/S от приведенных толщин сверхпроводящих (d_s/ξ_{s0}) и магнитных (d_f/a_f) прослоек при различных соотношениях параметров теории σ_s , $2I\tau_f = l_f/a_f$, n_{sf} , l_s/ξ_{s0} , где ξ_{s0} – длина когерентности БКШ, $l_{s(f)}$ – длина

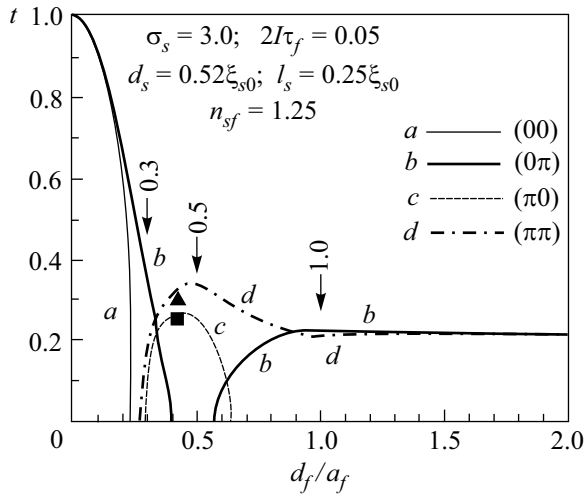


Рис.2. Зависимость приведенной критической температуры t мультислойной системы FM/S от приведенной толщины FM-слоя d_f/a_f при $d_s = 0.52\xi_{s0}$. Вертикальные стрелки соответствуют толщинам d_f , при которых строились фазовые диаграммы на рис.1

свободного пробега в S(FM)-слое и $a_f = v_f/2I$ – длина спиновой жесткости.

Набор фазовых диаграмм $t(d_s)$ сверхрешеток при различных значениях толщины FM-слоев и разумном выборе остальных параметров теории приведен на рис.1. Как и ожидалось, в области толщин d_s , меньших порогового значения d_s^π , AFS-состояния ЛОФФ 0π и $\pi\pi$ (кривые b и d) с антипараллельной ориентацией намагниченностей соседних FM-слоев являются энергетически более выгодными по сравнению с известными FS-состояниями 00 и $\pi 0$ (кривые a и c). Для сверхрешеток FM/S пороговая толщина d_s^π , ниже которой реализуются π -фазные по магнетизму состояния ЛОФФ, зависит от величины других параметров теории и меняется в пределах от $0.6\xi_{s0}$ до $0.85\xi_{s0}$. Немаловажно и то, что критическая толщина сверхпроводящих слоев d_s^c , при которой T_c обращается в нуль, для AFS-состояний всегда меньше, чем для FS-состояний, то есть $d_s^c(\text{AFS}) < d_s^c(\text{FS})$, где $d_s^c(\text{AFS}) = \min\{d_s^c(0\pi), d_s^c(\pi\pi)\}$, а $d_s^c(\text{FS}) = \min\{d_s^c(00), d_s^c(\pi 0)\}$. Таким образом, для сверхрешеток с толщиной сверхпроводящих слоев, находящихся в диапазоне $d_s^c(\text{AFS}) < d_s < d_s^\pi$, сверхпроводимость будет иметь чисто AFS-природу. Из рис.1 видно, что при указанном выборе параметров теории этот диапазон оказывается достаточно широким и может превышать $0.3\xi_{s0}$. Кроме того, для определенных толщин d_s из этого интервала разница между значениями критических температур $T_c(\text{AFS})$ –

$T_c(\text{FS})$ может стать очень существенной. Например, при $T_c(\text{FS}) \approx 0$ эта разница может превышать $0.3T_{cs}$. Следует также обратить внимание на конкуренцию между самими AFS-состояниями 0π и $\pi\pi$ (кривые b и d на рис.1) при разной толщине FM-слоев d_f . Она свидетельствует о том, что природа осцилляций $T_c(d_f)$ при $d_s < d_s^\pi$ связана с каскадом фазовых переходов $0\pi - \pi\pi - 0\pi$ между новыми AFS-состояниями ЛОФФ (см. рис.2).

С увеличением толщины S-слоев выигрыш за счет частичной компенсации парамагнитного эффекта обменного поля в AFS-состоянии уменьшается и при $d_s > d_s^\pi$ становится ничтожно мал. В этом случае симметричные FS-решения 00 и $\pi 0$, приводящие к меньшим потокам куперовских пар через S/FM-границы раздела, обладают чуть более высокой критической температурой, чем 0π - и $\pi\pi$ -состояния ЛОФФ. Однако разница между $T_c(\text{AFS})$ и $T_c(\text{FS})$ в области толщин $d_s > d_s^\pi$ крайне незначительна и экспериментально вряд ли различима. Скорее всего в этой области толщин сверхрешетка FM/S является эффективно квазидвумерной в магнитном отношении, то есть распадается на систему S/FM/S сэндвичей, где корреляция между фазами магнитного параметра порядка в соседних FM-слоях отсутствует. В то же время 0 - или π -типа согласованность фаз сверхпроводящего параметра порядка в соседних S-слоях при этом сохраняется. Поэтому при большой толщине S-слоев ($d_s > d_s^\pi$) немонотонное поведение $T_c(d_f)$ в сверхрешетках FM/S должно быть связано с другой цепочкой переходов $00 - \pi 0 - 00$, как это было показано в прежних работах [3–7].

Наш анализ рис.1 показывает, что физически наиболее интересным является интервал толщин d_s , где критические температуры всех четырех состояний сверхрешетки наиболее сильно отличаются. Поэтому на рис.2 приведены зависимости $t(d_f)$ при толщине S-слоев $d_s = 0.52\xi_{s0}$, соответствующей этому интервалу и тому же самому выбору остальных параметров теории, что и на рис.1. Из рис.2 видно, что кривые b и d , отвечающие AFS-состояниям 0π и $\pi\pi$, проходят значительно выше FS-состояний 00 и $\pi 0$ (кривые a и c) и полностью подавляют их реализацию. Следовательно, появление новых 0π и $\pi\pi$ AFS-состояний ЛОФФ предотвращает раннее обращение T_c в нуль и существенно увеличивает площадь сверхпроводящих участков фазовых диаграмм на рис.1,2.

Интересно отметить, что рис.1,2 пригодны также и для анализа диаграмм состояний $T_c(d_s)$ и $T_c(d_f)$ трехслойных структур FM/S/FM, в которых π -фазная сверхпроводимость невозможна в принципе. Для этого необходимо лишь удалить кривые

с ($\pi 0$) и d ($\pi\pi$) с этих рисунков, а d_f заменить на $2d_f$. Таким образом, трехслойные системы FM/S/FM, обсуждавшиеся ранее в работах [11, 12], являются частным случаем нашей теории. Более того, в указанных работах считалось, что AFS-состояние имеет более высокую T_c , чем FS-состояние, при любой толщине S-слоя d_s , хотя оценки зависимости $T_c(d_s)$ проводились только в куперовском пределе ($d_s \ll \xi_s$). Выше мы показали, что состояние AFS доминирует только при d_s , меньших порогового значения d_s^c (см. рис.1). В противоположном случае уже FS-состояние имеет более высокую критическую температуру. Напомним, что в нашем случае $d_s \geq d_s^c \approx 0.4\xi_{s0} > \xi_s \approx 0.3\xi_{s0}$.

Для получения диаграмм состояний $T_c(d_s)$ и $T_c(d_f)$ для трислоев S/FM/S, в которых невозможен π -фазный магнетизм, на рис.1,2 необходимо удалить кривые b (0π) и d ($\pi\pi$), а d_s нужно заменить на $2d_s$. Результирующая фазовая диаграмма $T_c(d_f)$, содержащая кривые a (00) и c ($\pi 0$), соответствует сверхпроводимости с возвратным поведением.

Простейшей структурой, допускающей конкуренцию 0- и π -фазного магнетизма, а также 0- и π -фазной сверхпроводимости в одном образце, является четырехслойная структура FM/S/FM/S, диаграммы состояний которой аналогичны изображенным на рис.1,2 для сверхрешеток. Одновременное изучение фазовых диаграмм $T_c(d_s)$ на рис.1 и $T_c(d_f)$ на рис.2 позволяет оптимизировать выбор параметров четырехслойной системы, делая возможным управление ее сверхпроводящими и магнитными состояниями, например, с помощью слабого внешнего магнитного поля. Для переориентации намагниченностей соседних FM-слоев из антиферромагнитного положения в ферромагнитное требуются магнитные поля H , большие их коэрцитивного поля H_{coer} . Такие поля ($H_{coer} \sim 10 - 100$ Э, см., например, [13]) слишком слабы для существенного изменения фазовых диаграмм структур FM/S/FM/S, обладающих сразу двумя каналами записи информации: на сверхпроводящем токе и на магнитном порядке. В частности, как следует из рис.2, при выборе рабочей точки системы непосредственно под кривой d (например, $t \approx 0.3, d_f \approx 0.45a_f$, черный треугольник) действие поля $H > H_{coer}$ будет переводить ее из AFS($\pi\pi$)-состояния сразу в ферромагнитное нормальное (FN), делая сверхпроводящий ток резистивным. Выключение этого поля возвращает систему в исходное AFS-состояние. В этом режиме четырехслойная система FM/S/FM/S работает как прибор со 100%-ным отрицательным магнетосопротивлением. Это напоминает модель “спинового переключателя” на основе

трислоев FM/S/FM, предложенную в [11, 12]. Однако логически отличных вариантов записи информации у трехслойных структур FM/S/FM значительно меньше, чем у четырехслойных FM/S/FM/S (см. ниже).

В частности, если зафиксировать ориентацию намагниченности первого FM-слоя, например, за счет пиннинга в контакте с магнитным диэлектриком, то наложением поля H (большого верхнего критического поля H_{c2}) противоположной ориентации можно добиться перехода четырехслойной структуры из AFS-состояния в антиферромагнитное нормальное (AFN). В этом случае меняется только информация, записанная на сверхпроводящем токе, а информация, записанная на взаимной ориентации намагниченностей FM-слоев, сохраняется. Отметим, что выбором положения рабочей точки по отношению к кривой сверхпроводящего перехода $T_c(d_f)$ на рис.2 мы всегда можем добиться нужной величины поля H_{c2} , сделав ее меньшей, чем поле H_p , необходимое для снятия пиннинга. Дополнительный переход AFN \rightarrow FN в системе FM/S/FM/S возникает при действии поля $H > H_p$.

В то же время, в соответствии с теорией фазовых переходов второго рода, при данных условиях реализуется то состояние, которое обладает более низкой свободной энергией (более высокой критической температурой). Поэтому, если рабочую точку взять под кривой c ($t \approx 0.25, d_f \approx 0.45a_f$, черный квадрат), то действие поля H соответствующей величины и направления приведет к переходу AFS($\pi\pi$) \rightarrow \rightarrow FS($\pi 0$), меняющему магнитную информацию и, в то же время, сохраняющему информацию, записанную на сверхпроводящем токе. При увеличении напряженности поля до значения, большего H_{c2} в состоянии FS($\pi 0$), структура FM/S/FM/S перейдет в состояние FN. При наложении полей противоположной ориентации и больших H_{c2} , а затем и H_p , получим цепочку переходов AFS($\pi\pi$) \rightarrow AFN \rightarrow FN, как описано выше. Выключение внешних полей вновь возвращает систему в исходное AFS($\pi\pi$)-состояние.

Таким образом, сверхрешетки FM/S могут служить элементной базой для создания микроэлектронной аппаратуры принципиально нового типа, совмещающей преимущества и сверхпроводящего, и магнитного каналов записи информации в *одном* образце. Подчеркнем, что интервал параметров теории, при которых π -фазный магнетизм проявляется наиболее ярко, достаточно узок. В частности, он чрезвычайно чувствителен к параметрам $2I\tau_f$ и n_{sf} . Например, при $2I\tau_f \gg 0.1$ и n_{sf} порядка единицы и меньше разница $|t(ASF) - t(FS)|$ становится меньше 0.02, то есть π -магнитные и 0-магнитные состояния сверх-

решетки FM/S практически неразличимы. Знание физически интересной области параметров теории, где конкуренция AFS- и FS-состояний ЛОФФ (см. рис.2) приводит к мультикритическому поведению фазовых диаграмм $T_c(d_f)$, должно помочь при отработке технологии приготовления сверхрешеток FM/S с новыми π -магнитными свойствами.

М. Хусаинов и Ю. Прошин благодарны за частичную поддержку Российскому фонду фундаментальных исследований (гранты # 01-02-17534, # 01-02-17822) и CRDF (грант # REC-007).

1. J. S. Jiang, D. Davidović, D. H. Reich et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 314 (1995).
2. Y. Obi, V. Ikebe, T. Kubo et al., Physica **C317-318**, 149 (1999).
3. Z. Radović, M. Ledvij, L. Dobrosavljević-Grujić et al., Phys. Rev. **B44**, 759 (1991).

4. А. И. Буздин, Б. Вуйичич, М. Ю. Куприянов, ЖЭТФ **74**, 124 (1992).
5. M. G. Khusainov and Yu. N. Proshin, Phys. Rev. **B56**, 14283 (1997); **B62**, 6832 (2000).
6. Ю. Н. Прошин, М. Г. Хусаинов, Письма в ЖЭТФ **66**, 527 (1997).
7. Ю. Н. Прошин, М. Г. Хусаинов, ЖЭТФ **113**, 1708 (1998); **116**, 1882 (1999).
8. М. Г. Хусаинов, Письма в ЖЭТФ **61**, 947 (1995).
9. М. Г. Хусаинов, ЖЭТФ **109**, 524 (1996).
10. М. Г. Хусаинов, ЖЭТФ **110**, 966 (1996).
11. A. I. Buzdin, A. V. Vedyayev, and N. V. Ryzhanova, Europhys. Lett. **48**, 686 (1999).
12. L. R. Tagirov, Phys. Rev. Lett. **83**, 2058 (1999).
13. Ch. Kittel, *Введение в физику твердого тела*, М.: Наука, 1978.