

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 538.945:537.622.4

НАМАГНИЧЕННОСТЬ В БИСЛОЯХ СВЕРХПРОВОДНИК–ФЕРРОМАГНИТНЫЙ МЕТАЛЛ, ВЫЗВАННАЯ ОБРАТНЫМ ЭФФЕКТОМ БЛИЗОСТИ

© 2021 г. В. О. Яговцев^{a, e, *}, Н. Г. Пугач^{a, b}, Е. Г. Екомасов^{c, d}, Б. Г. Львов^a

^aНациональный Исследовательский Университет Высшая Школа Экономики, Москва, 101000 Россия

^bНаучно-Исследовательский Институт Ядерной Физики им. Д.В. Скобельцына, Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские Горы, 1(2), ГСП-2, Москва, 119991 Россия

^cБашкирский государственный педагогический университет им. М. Акмуллы,
ул. Октябрьской революции, 3-а, Уфа, Республика Башкортостан, 450008 Россия

^dТюменский государственный университет, ул. Володарского, 6, Тюмень, 625003 Россия

^eКрымский Федеральный Университет им. В.И. Вернадского, просп. ак. Вернадского, 4, Симферополь, 295007 Россия

*e-mail: vyagovtsev@hse.ru

Поступила в редакцию 25.11.2020 г.

После доработки 15.04.2021 г.

Принята к публикации 22.04.2021 г.

В рамках формализма функций Грина исследуется намагниченность, вызванная обратным эффектом близости в бислоях, содержащих сверхпроводник и сильно спин-поляризованный ферромагнитный металл. Записанные для модели “грязного сверхпроводника” уравнения Узаделя решаются с граничными условиями, подходящими для сильно спин-поляризованных ферромагнитных материалов. Рассмотрены случаи температуры, близкой к критической, и слабого эффекта близости. Исследованы зависимости наведенной намагниченности от толщины сверхпроводника, температуры, прозрачности границы между слоями сверхпроводника и ферромагнетика, а также от угла спинового смешивания. Показано, что чем сильнее эффект близости, тем слабее обратный эффект близости.

Ключевые слова: сверхпроводящая спинтроника, эффект близости, наведенная намагниченность, бислои, обратный эффект близости, ферромагнетика, сверхпроводники, прозрачность границы

DOI: 10.31857/S001532302109014X

ВВЕДЕНИЕ

Если в классической электронике для передачи информации используются зарядовые токи, то в спинтронике для этой цели используются спин-поляризованные токи [1]. Тепло, генерируемое в процессе использования спин-поляризованных токов, может быть нежелательным побочным эффектом. Сверхпроводящая спинтроника базируется на идее использования сверхпроводников в магнитных наноструктурах. Это может значительно уменьшить нагрев, увеличивая энергоэффективность спинтронных устройств.

Взаимодействие сверхпроводящего (С) и ферромагнитного (Ф) дальних порядков в гибридных структурах через эффект близости приводит к ряду необычных физических явлений [2, 3]. Например, проникая в ферромагнетик в результате эффекта близости, куперовская пара приобретает ненулевой импульс, что приводит к простран-

ственным осцилляциям корреляционной функции [4, 5].

Теоретически было показано, что неколлинеарная намагниченность в гетероструктурах сверхпроводник–ферромагнетик (СФ) может привести к созданию спин-триплетных сверхпроводящих корреляций с ненулевой проекцией полного спина на ось квантования [2, 3]. Магнитный эффект, создаваемый триплетными сверхпроводящими корреляциями, представляется весьма привлекательным для различных физических приложений, в том числе для создания чувствительных датчиков и элементной базы для квантовых вычислений [3, 6–11]. Сложность состоит в том, что при разработке новых сверхпроводящих спинтронных устройств с высокой энергоэффективностью нужно контролировать магнитный момент дальнедействующей триплетной корреляции [7].

Магнитный момент, индуцированный в сверхпроводнике СФ бислоя, был зарегистрирован экспериментально [12, 13] в соответствии с предска-

ниями, сделанными ранее в работе [14]. К сожалению, эксперименты, проведенные в [13, 15, 16], не позволяют оценить величину наведенной намагниченности с достаточной точностью, в отличие от экспериментов с ферромагнитными диэлектриками [17–19]. Точные эксперименты требуют использования сложной техники, например, на основе рассеяния нейтронов или мюонов [20]. Если новые данные будут получены, это позволит лучше оценить феноменологические параметры модели [21].

Ранее было показано, что обратный эффект близости между ферромагнетиком и сверхпроводником приводит к индуцированию намагниченности в слое сверхпроводника [14]. Данная индуцированная намагниченность влияет на плотность состояний в С-слое. Это является одной из причин зависимости критической температуры и Джозефсоновского тока от взаимной ориентации Ф-слоев в многослойных структурах. В недавнем теоретическом исследовании [22] было показано, что система Ф1/С1/Ф2/С2 может выступать в роли управляемого джозефсоновского 0–π-контакта или инвертированного спинового клапана.

Индукцированная намагниченность была обнаружена в экспериментах с использованием ядерного магнитного резонанса [12], нейтронного рассеяния [16] и полярного эффекта Керра [13]. Кроме того, недавно в структуре СФ с изолятором в качестве Ф-слоя было экспериментально исследовано изменение вида температурной зависимости сопротивления сверхпроводника, на которое влияла взаимная ориентация тока в сверхпроводнике и плоскостной намагниченности в диэлектрике [23]. Весьма вероятно, что индуцированная намагниченность в данной структуре вносила свой вклад в наблюдаемые эффекты.

В работе исследуется намагниченность, наведенная в С-слое в структурах с сильно поляризованными ферромагнитными металлами. Рассматриваемая модель основана на квазиклассическом приближении с использованием уравнений Узеделя с граничными условиями, подходящими для случая сильно спин-поляризованного ферромагнетика [24, 25]. Эти уравнения применимы в грязном пределе сверхпроводника, в котором длина свободного пробега электрона намного меньше длины когерентности куперовской пары.

МОДЕЛЬ

Рассмотрим модель бислоя, состоящего из сверхпроводящего слоя и слоя из ферромагнитного металла в качестве магнитного элемента (см. рис. 1). Рассматривается случай сильно спин-поляризованного ферромагнетика, когда обменная магнитная энергия сравнима с энергией Ферми, здесь имеется в виду стонеровское расщепление

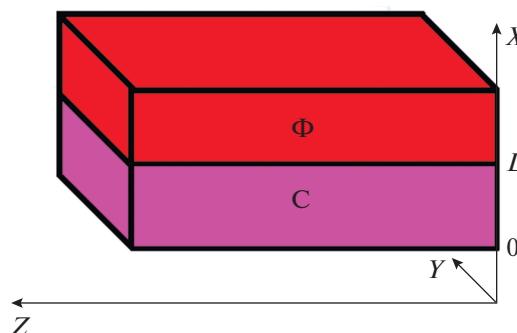


Рис. 1. Структура бислоя, состоящего из сверхпроводящего слоя (С) и слоя из ферромагнитного металла (Φ).

энергетических подзон по спину. Это означает, что период пространственных колебаний параметра порядка в Ф-слое и его длина затухания мала в масштабах толщины слоя. Аномальная функция Грина описывает сверхпроводящие корреляции, которые также проникают в слой Φ благодаря эффекту близости. Среднее значение короткодействующих компонент аномальной функции Грина пренебрежимо мало из-за колебаний функции около нуля при быстром затухании в сильном ферромагнетике, где период колебаний и коэффициент затухания соизмерны ферромагнитной

длине когерентности $\xi_H = \sqrt{\frac{\hbar D_f}{H}}$, здесь H – стонеровское расщепление, D_f – коэффициент диффузии электронов в ферромагнетике, \hbar – приведенная постоянная Планка.

Таким образом, в рамках используемой модели можно предположить, что короткодействующие компоненты аномальной функции Грина равны нулю, а значение нормальной функции Грина в ферромагнетике не зависит от координаты. В этом случае мы можем считать ферромагнетик полубесконечным и сосредоточить наше внимание на С-слое с соответствующими граничными условиями на границе раздела СФ.

Пусть ферромагнетик занимает полупространство $x > L$ (см. рис. 1). Предположим, что для исследуемой структуры можно пренебречь эффектом Мейснера, который разворачивается на длинах порядка глубины проникновения Лондона λ [26], т.е. толщина С-слоя $L \sim \xi \ll \lambda$. В пределе сильного рассеяния длина свободного пробега в сверхпро-

воднике $l \ll \xi$, длина когерентности $\xi = \sqrt{\frac{\hbar D_s}{2\pi k_B T_c}}$, где D_s – коэффициент диффузии электронов в сверхпроводнике, T_c – критическая температура. Мы также рассматриваем температурный предел, при котором температура С-слоя близка к крити-

ческой температуре, что допускает использование линеаризованных уравнений Узаделя:

$$\left(2\hbar D_s g \frac{d^2}{dx^2} + 2i\omega_n\right)(f_s \pm f_{tz}) = -2\Delta g, \quad (1)$$

где g – нормальная функция Грина, $\omega_n = \pi k_B T(2n + 1)$ – мацубаровские частоты в энергетических единицах, n – целое число, T – температура, f_s и f_t – синглетная и триплетная компоненты аномальной функции Грина соответственно, $f_t = (f_{tx}, f_{ty}, f_{tz})$ является вектором, Δ – скалярный параметр порядка сверхпроводника, который считаем действительным и пропорциональным энергетической щели в сверхпроводнике.

Для ферромагнитного металла граничное условие [24] на границе раздела ($x = L$) в линейном приближении можно записать в простой форме:

$$\frac{\hbar A \sigma_s}{e^2} \frac{\pi \omega_n}{\sqrt{\omega_n^2 + \Delta^2}} \frac{\partial (f_s \pm f_{tz})}{\partial x} = (t \mp i\varphi)(f_s \pm f_{tz}), \quad (2)$$

где e – заряд электрона, A – площадь контакта между слоями, σ_s – проводимость материала сверхпроводника в несверхпроводящем состоянии, $t = t_\uparrow + t_\downarrow$ – вероятность проникнуть через границу раздела слоев для электронов с магнитным моментом вдоль (\uparrow) или против (\downarrow) направления намагниченности в Φ -слое, φ – угол спинового смешивания, о котором подробнее будет сказано ниже. Элементы матрицы вероятности перехода для каждого спинового канала n_\uparrow или n_\downarrow имеют вид $t_\uparrow = \sum_{n\uparrow} |t_{\uparrow n\uparrow}|^2$, $t_\downarrow = \sum_{n\downarrow} |t_{\downarrow n\downarrow}|^2$ [27]. Мы предполагаем, что на поверхности раздела слоев не происходит рассеяние с переворотом спина, поэтому матрица рассеяния имеет диагональную форму. В ферромагнетике имеется разное количество каналов для частиц со спином вверх и вниз, поэтому $n_\uparrow \neq n_\downarrow$.

Мнимое слагаемое $i\varphi$ в уравнении (2) возникает за счет спинового расщепления в ферромагнетике. Угол спинового смешивания φ характеризует разность фаз, приобретаемую электронами со спином вверх и вниз при отражении от границы раздела сверхпроводник–ферромагнетик. В данной работе он полагается малым, $\varphi \ll 1$ [24]. Угол спинового смешивания количественно определяет, насколько большим становится относительный фазовый сдвиг между электронами куперовской пары после отражения от поверхности СФ. Такое различие фаз электронов со спином вверх и со спином вниз в куперовской паре приводит к спиновой асимметрии сверхпроводящего конденсата вблизи границы слоев, а значит, к возникновению триплетной сверхпроводящей компоненты. Также это приводит к расщеплению плотности состояний электронов с разными спинами, что

ведет к появлению наведенной намагниченности. Фазовый сдвиг связан с величиной обменной энергии в Φ -слое неоднозначным образом. Можно только сказать, что в отсутствие ферромагнетизма $\varphi = 0$. При малых φ можно предположить, что рост обменной энергии приводит к росту угла спинового смешивания.

Для структуры без токовых состояний, когда параметр Δ можно считать действительным, $(f_s - f_{tz}) = (f_s + f_{tz})^*$. Ранее расчеты эффекта близости сверхпроводника и сильного ферромагнетика [28, 29] были выполнены только для очень тонкого Φ -слоя, $L \sim \xi_H$. В этом случае граничные условия на границе раздела слоев [29] имели вид, похожий на условия из работы [24] с комплексным коэффициентом между функциями $(f_s \pm f_{tz})$ и их производными, причем эти коэффициенты осциллировали с толщиной ферромагнетика.

На свободной границе ($x = 0$) граничное условие имеет вид:

$$\frac{\partial f_s}{\partial x} = \frac{\partial f_{tz}}{\partial x} = 0. \quad (3)$$

Отметим, что природа изучаемой здесь наведенной намагниченности связана с появлением сверхпроводимости и является следствием обратного эффекта близости. Наведенная намагниченность в сверхпроводнике появляется благодаря тому, что синглетные куперовские пары на границе слоев преобразуются в триплетные. В отсутствие сверхпроводящих куперовских пар данный механизм не может реализовываться. При температуре, большей критической, обратный эффект близости не будет возникать и $\delta M = 0$.

Рассмотрим далее проекцию вектора наведенной намагниченности на ось намагниченности в ферромагнетике, предполагая, что она имеет нулевые компоненты вдоль осей x , y , и только z -компонента не равна нулю. Тогда величину вектора наведенной намагниченности δM можно найти по формуле [30]:

$$\delta M(x) = 2\pi \mu_B N_0 k_B T \sum_n g_{tz}(x, \omega_n), \quad (4)$$

где μ_B – магнетон Бора, N_0 – плотность состояний на уровне Ферми, $g_{tz}(x, \omega_n)$ – компонента нормальной функции Грина вдоль оси z .

В качестве сверхпроводника возьмем ниобий. Дальнейшие расчеты будем проводить, используя следующие параметры: количество каналов проводимости на единицу площади СФ границы $N/A = 1.238 \times 10^{19}$ мкм⁻², $T_c = 9.2$ К, проводимость $\sigma = 6.25 \times 10^6$ Ом⁻¹ м⁻¹, $D_s = 9.48 \times 10^{-4}$ с⁻¹ м², $\xi = 1.12 \times 10^{-8}$ м [31].

Далее рассматриваем модели для двух случаев, допускающих аналитическое решение уравнений Узалея: случай слабого эффекта близости и случай температуры, близкой к критической. Получены выражения для функций Грина, параметра порядка и намагниченности, представлены зависимости этих величин от координаты, толщины С-слоя и температуры. При этом каждая из этих моделей имеет свои преимущества и недостатки. Например, случай температуры, близкой к критической, позволяет нам найти величину наведенной намагниченности при больших значениях прозрачности, чего нельзя делать в пределе слабого эффекта близости. Однако недостатком этого предельного случая является весьма узкий диапазон допустимых температур. Модель слабого эффекта близости лишена данного недостатка.

ПРЕДЕЛ
СЛАБОГО ЭФФЕКТА БЛИЗОСТИ

Предположим, что прозрачность границы между слоями мала и поэтому функции Грина слабо отличаются от своих объемных значений $g = g_s = \frac{-i\omega_n}{\sqrt{\omega_n^2 + \Delta^2}}$, $g_t = 0$, $f_s = \frac{\Delta}{\sqrt{\omega_n^2 + \Delta^2}}$. Конверсия синглетных пар в триплетные на СФ границе, а именно, возникновение f_{tz} из f_s определяется граничным условием (2). В этом случае можно рассматривать температуры во всем диапазоне ниже T_c , а линеаризация уравнений Узалея (1) обеспечивается постоянством нормальной функции g .

Поправки к объемным значениям функций Грина g_s и f_s появляются только во втором порядке по f_{tz} и ими можно пренебречь. Решение уравнения Узалея (1), удовлетворяющее граничному условию на свободной границе, имеет вид $f_{tz} = C \operatorname{ch} k_s(x - L)$, где $k_s^2 = 2\sqrt{\omega_n^2 + \Delta^2}/\hbar D_s$. Константа C может быть найдена из граничного условия на интерфейсе сверхпроводник–ферромагнетик (2):

$$C = i\pi\phi f_s \operatorname{sign}(\omega_n) \times \left(\frac{\pi A \sigma_s}{e^2} \frac{2|\omega_n|}{D_s k_s} \operatorname{sh} k_s L - t \operatorname{ch} k_s L \right)^{-1}.$$

Как и ожидали, амплитуда C триплетной составляющей пропорциональна фазовому сдвигу ϕ , который аномальная функция Грина испытывает на границе с ферромагнетиком в результате конверсии синглетной корреляции в триплетную.

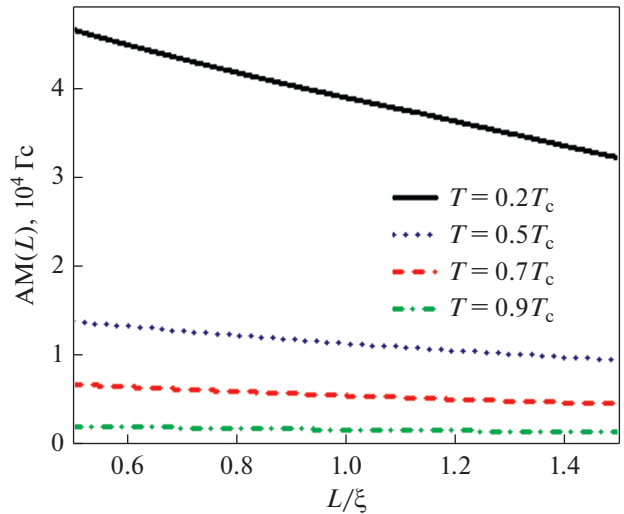


Рис. 2. Зависимость средней наведенной намагниченности AM от нормированной толщины С слоя L при разных T для СФ бислоя в пределе слабого эффекта близости при $t = 0.1$; $\phi = 0.3$.

Подставив гриновские функции в выражение для индуцированной намагниченности (4), его можно записать в виде:

$$\delta M(x) = -4\mu_B N_0 \pi k_B T \times \sum_{\omega_n > 0} \frac{\Delta^2}{\omega_n \sqrt{\omega_n^2 + \Delta^2}} \frac{\phi \operatorname{ch}[k_s(x - L)]}{\frac{\pi A \sigma_s}{e^2} \frac{2\omega_n}{D_s k_s} \operatorname{sh} k_s L - t \operatorname{ch} k_s L}.$$

Для толстого сверхпроводника при $L \gg \xi$ мы можем записать это выражение в виде

$$\delta M(x) = -4\mu_B N_0 \pi k_B T \times \sum_{\omega_n > 0} \frac{\Delta^2}{\omega_n \sqrt{\omega_n^2 + \Delta^2}} \frac{\phi \exp(-k_s x)}{\frac{\pi A \sigma_s}{e^2} \frac{2\omega_n}{D_s k_s} - t}.$$

Средняя наведенная намагниченность

$$AM = \frac{1}{L} \int_0^L \delta M(x) dx$$

с ростом толщины сверхпроводящего слоя убывает (рис. 2). Если данное уменьшение величины средней наведенной намагниченности будет наблюдаться и на аналогичном графике, построенном для случая температуры, близкой к критической, то можно будет сделать вывод о том, что этот результат не зависит от используемого предельного случая. В данном случае это может быть связано с тем, что большая часть наведенной намагниченности сосредоточена у границы сверхпроводника и ферромагнитного металла. Тогда чем больше толщина С-слоя, тем больший вклад будут давать области сверхпроводящего слоя, намагниченность которых меньше намагниченно-

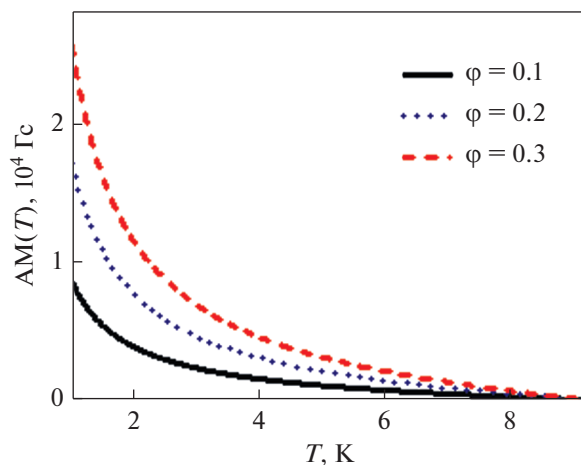


Рис. 3. Зависимость средней наведенной намагниченности AM от T при разных φ в пределе слабого эффекта близости при $t = 0.1$.

сти приграничной области. Подобное поведение наблюдали и в эксперименте с ферродиелектриками [18]. Для обоснования этого предположения рассмотрим далее зависимость наведенной намагниченности от координаты.

Как и следовало ожидать, средняя наведенная намагниченность падает с увеличением температуры во всем диапазоне температур, вместе с подавлением сверхпроводимости (рис. 3). Она растет с увеличением параметра φ , который обеспечивает спиновую асимметрию и конверсию синглетных куперовских пар в триплетные. При этом в пределе слабого эффекта близости не учитывается уменьшение числа синглетных пар в приграничной области во втором порядке по f_{tz} .

Из рис. 4 можно видеть, что наведенная намагниченность также растет с увеличением прозрачности границы, обеспечивающей как прямой, так и обратный эффект близости, вызванный синглетно-триплетной конверсией. Однако, как будет показано в дальнейшем, такая корреляция выполняется не всегда.

СЛУЧАЙ ТЕМПЕРАТУРЫ, БЛИЗКОЙ К КРИТИЧЕСКОЙ

Обратный эффект близости приводит к подавлению сверхпроводящего параметра порядка вблизи границы раздела СФ. Если толщина слоя $L \sim \xi$, то параметр порядка и аномальная функция Грина могут быть определены анзацем [29]:

$$f_s + f_{tz} = \frac{\pi\Delta(x)}{|\omega_n| + \hbar D_s k^2 / 2}; \quad (5)$$

$$\Delta(x) = \Delta_0 \cos[kx].$$

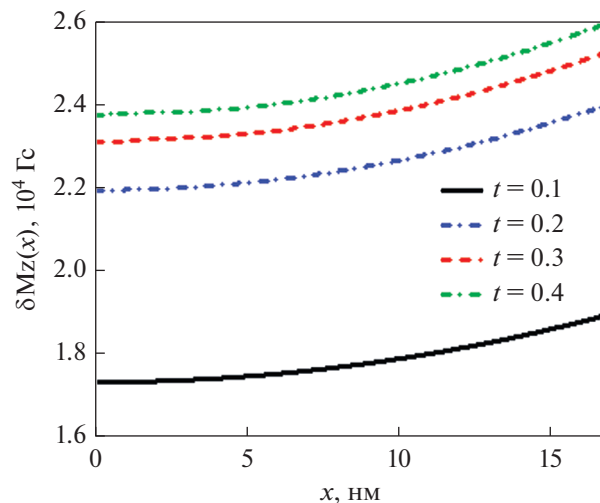


Рис. 4. Зависимость наведенной намагниченности δM от координаты при разных значениях прозрачности t пределе слабого эффекта близости, $T = 0.5T_c$; $\varphi = 0.3$.

Здесь Δ_0 — амплитуда параметра порядка сверхпроводника. Этот анзац удовлетворяет уравнению Узалея (1) с граничным условием на свободной границе (3). Для этого случая зависимости всех интересующих нас величин мы будем строить только при толщинах порядка длины когерентности, поскольку параметр порядка в этом пределе аппроксимируется косинусом, а при больших толщинах такое приближение работать не будет. Анзац (5) работает и для малых толщин из-за подавления параметра порядка на границе.

Значение k находится из граничного условия (2), которое приводит к уравнению

$$k \operatorname{tg}(kL) = \frac{e^2}{2\pi^2 \hbar A \sigma_s} (t - i\varphi). \quad (6)$$

Отметим, что здесь k зависит от значений L , t и φ и не зависит от ω . Используя полученное значение k , можно рассчитать свойства исследуемой структуры как функции параметров прозрачности границы t и угла спинового смешивания φ .

Зависимость сверхпроводящего параметра порядка на границе слоев при температуре, близкой к критической, от толщины сверхпроводника представлена на рис. 5.

Из уравнения (6) видно, что при росте толщины S -слоя параметр k уменьшается, поэтому параметр порядка на границе тоже уменьшается до определенного предела, в котором работает анзац (5). При одинаковой толщине параметр порядка уменьшается с ростом граничного параметра φ . Т.е. конверсия синглетных куперовских пар

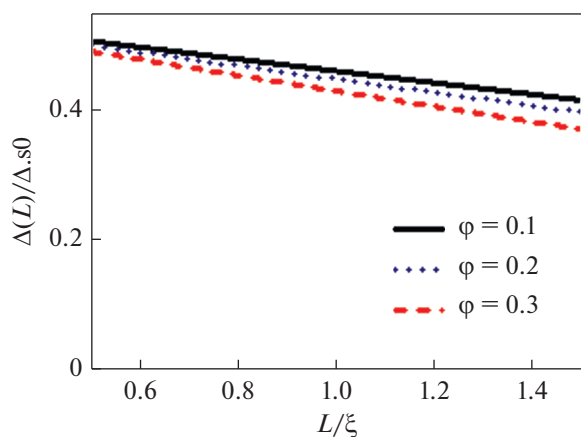


Рис. 5. Зависимость сверхпроводящего параметра порядка на границе СФ от нормированной толщины сверхпроводника при температуре, близкой к критической при $t = 0.3$.

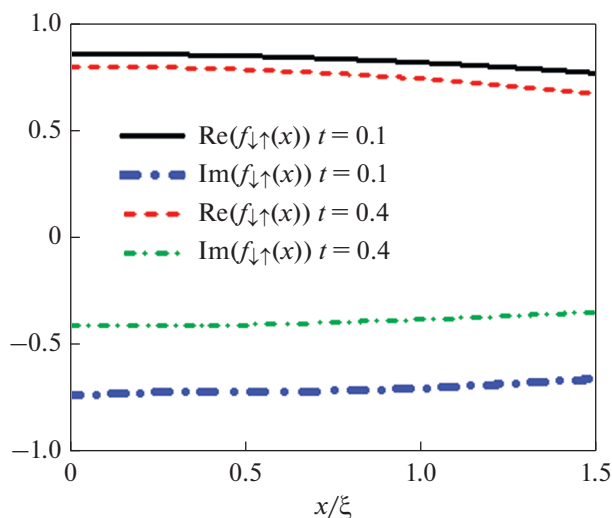


Рис. 6. Зависимость компонент аномальных функций Грина С-слоя от координаты в пределе температуры, близкой к критической $T = 0.8T_c$, при $\phi = 0.3$.

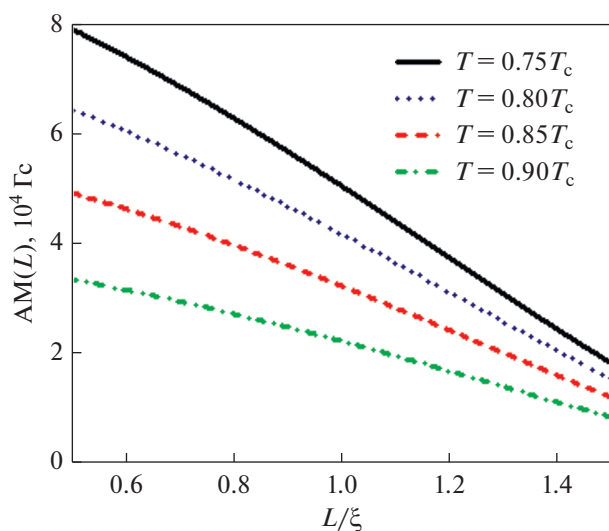


Рис. 7. Зависимость средней наведенной намагниченности AM от нормированной толщины С слоя L при разных T в пределе температуры, близкой к критической, при $t = 0.4$; $\phi = 0.3$.

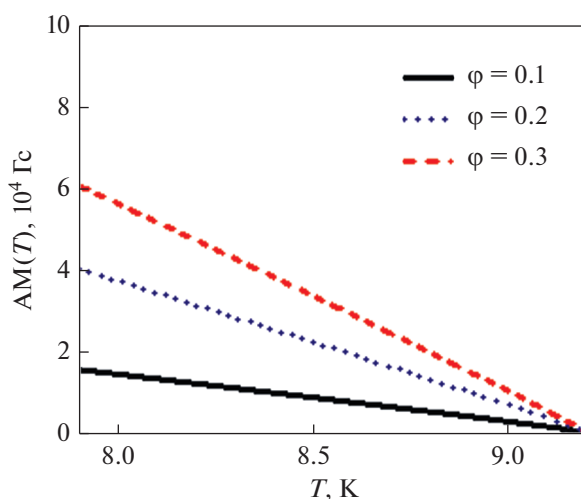


Рис. 8. Зависимость средней наведенной намагниченности AM от T при разных ϕ в пределе температуры, близкой к критической, при $t = 0.4$.

в триплетные подавляет параметр сверхпроводящего упорядочения, обеспечиваемый синглетным спариванием.

Выражения, связывающие различные компоненты аномальной функции Грина, имеют вид: $f_s = \frac{f_{\uparrow\downarrow} - f_{\downarrow\uparrow}}{2}$, $f_{tz} = \frac{f_{\uparrow\downarrow} + f_{\downarrow\uparrow}}{2}$. В расчетах использованы именно компоненты $f_{\uparrow\downarrow}$, $f_{\downarrow\uparrow}$, но для удобства изложения теории в работе используются компоненты f_s , f_{tz} . Графики зависимости компонент аномальных функций Грина от координаты приведены на рис. 6.

Используя выражение (4), мы рассчитали среднюю наведенную намагниченность в зависимости от толщины сверхпроводника L . Как мы и предполагали выше, она уменьшается с ростом толщины сверхпроводника (рис. 7). Аналогично получили и ожидаемое подавление средней наведенной намагниченности в слое сверхпроводника с ростом температуры (рис. 8).

Средняя наведенная намагниченность в зависимости от толщины уменьшается, так как высокая наведенная намагниченность по большей части сосредоточена на небольшом расстоянии от границы сверхпроводника и ферромагнитного

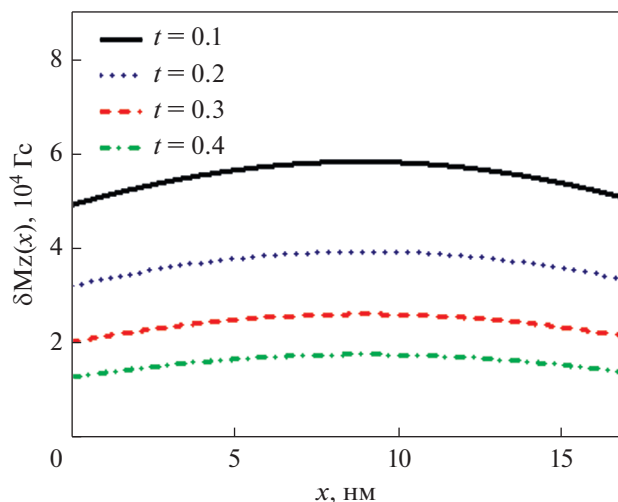


Рис. 9. Зависимость наведенной намагниченности ΔM от координаты при разных значениях прозрачности t для С-ФМ пределе температуры, близкой к критической $\varphi = 0.3$, $T = 0.8T_c$.

металла (рис. 9), как и в случае слабого эффекта близости (см. рис. 4).

Причина подавления средней наведенной намагниченности в слое сверхпроводника с ростом температуры заключается в том, что наведенная намагниченность напрямую связана со сверхпроводимостью и является следствием обратного эффекта близости. Чем выше температура, тем меньше куперовских пар в сверхпроводнике, и, следовательно, тем меньше наведенная намагниченность данной природы в слое сверхпроводника.

Следует отметить, что рост прозрачности приводит к уменьшению намагниченности по причине того, что увеличивается подавление сверхпроводимости ферромагнетиком и количество куперовских пар, участвующих в создании намагниченности, снижается. С точки зрения модели это происходит из-за того, что прозрачность границы входит в выражение (2) для граничного условия, причем прозрачность влияет на коэффициент между функцией Грина и ее производной. Это приводит к уменьшению как синглетной, так и происходящей от нее триплетной функции (см. рис. 6). Поэтому при больших значениях прозрачности намагниченность снижается. Т.е. чем сильнее эффект близости, (выше прозрачность границы, обеспечивающая утечку куперовских пар из С), тем слабее обратный эффект близости и связанная с ним наведенная намагниченность.

Из сравнения рис. 4 и 9 можно сделать вывод о том, что зависимость наведенной намагниченности от прозрачности границы С-Ф t для двух приведенных предельных случаев различна. В модели слабого эффекта близости наведенная намагни-

ченность не спадает с ростом параметра порядка, так как мы не учитываем здесь подавление синглетной компоненты аномальной функции Грина. Можно предположить, что если бы мы учли данное подавление, наведенная намагниченность демонстрировала бы иное поведение при достаточной прозрачности границы. Т.е. прозрачность границы является важным параметром, приводящим к неоднозначным следствиям при обратном эффекте близости, как и в эффекте Джозефсона через ферромагнитную прослойку [8].

Случай, когда t равно нулю, рассматривали в [32]. Он соответствует бислою, в котором вместо ферромагнитного металла со сверхпроводящим граничит ферромагнитный изолятор. По-видимому, именно в таких структурах можно ожидать наиболее сильный обратный эффект близости. Было проведено сравнение наведенной намагниченности для сверхпроводников из ниобия и алюминия при толщинах, равных двум длинам когерентности. Для ниобия показаны большие значения наведенной намагниченности. Из анализа формул (5) и (4) видно, что наведенная намагниченность возникает в результате сверхпроводящих корреляций и ее величина прямо пропорциональна сверхпроводящему параметру порядка. А значит, для материалов с более высокой T_c величина наведенной намагниченности будет больше при том же значении T/T_c .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены зависимости параметра порядка сверхпроводника, функции Грина и наведенной намагниченности от координаты, толщины С-слоя, температуры и угла спинового смешивания в двух случаях, допускающих аналитическое решение: слабого эффекта близости и вблизи T_c . Средняя наведенная намагниченность в обоих случаях убывает с ростом толщины С-слоя в диапазоне толщин, порядка длины когерентности. Основной вклад в намагниченность дает слой сверхпроводника, близкий к границе раздела. С ростом толщины этого слоя становится больше размер областей, слабо намагниченных из-за обратного эффекта близости. Наведенная намагниченность убывает с ростом температуры, так как пропорциональна параметру сверхпроводящего порядка. Она растет с ростом угла спинового смешивания, отвечающего за спиновую асимметрию и конверсию синглетных куперовских пар в триплетные.

Показано, что зависимость наведенной намагниченности от прозрачности может быть как убывающей, так и немонотонной. Вблизи T_c при учете подавления параметра порядка, рост эффекта близости приводит к подавлению обратного эффекта близости.

Расчет в пределе, близком к T_c , был поддержан Министерством науки и высшего образования Российской Федерации, Мегагрант № 075-15-2019-1934. Расчет для случая малой прозрачности границы выполнен при поддержке гранта РФФИ проект N 19-02-00316-а. Расчет сверхпроводящего параметра порядка выполнен в рамках проекта “Зеркальные лаборатории” НИУ ВШЭ и БГПУ им. М. Акмуллы г. Уфа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Žutić I., Fabian J., Das Sarma S. Spintronics: Fundamentals and Applications // Reviews of Modern Physics. 2004. V. 76. № 2. P. 323–410.
2. Eschrig M. Spin-Polarized Supercurrents for Spintronics // Physics Today. 2011. V. 64. № 1. P. 43–49.
3. Eschrig M. Spin-Polarized Supercurrents for Spintronics: A Review of Current Progress // Reports on Progress in Physics. 2015. V. 78. № 10. P. 104501.
4. Ryazanov V.V., Oboznov V.A., Rusanov A.Y., Veretenikov A.V., Golubov A.A., Aarts J. Coupling of Two Superconductors through a Ferromagnet: Evidence for a π Junction // Physical Review Letters. 2001. V. 86. № 11. P. 2427–2430.
5. Vedyayev A.V., Ryzhanova N.V., Pugach N.G. Critical Current Oscillations in S/F Heterostructures in the Presence of s - d Scattering // J. Magn. Magn. Mater. 2006. V. 305. № 1. P. 53–56.
6. Klenov N., Kornev V., Vedyayev A., Ryzhanova N., Pugach N., Rumyantseva T. Examination of Logic Operations with Silent Phase Qubit // J. Phy. Conference Series. 2008. V. 97. P. 012037.
7. Pugach N.G., Buzdin A.I. Magnetic Moment Manipulation by Triplet Josephson Current // Appl. Phys. Letters. 2012. V. 101. № 24. P. 242602.
8. Heim D.M., Pugach N.G., Kupriyanov M.Y., Goldobin E., Koelle D., Kleiner R., Ruppelt N., Weides M., Kohlstedt H. The Effect of Normal and Insulating Layers on 0 - π Transitions in Josephson Junctions with a Ferromagnetic Barrier // New J. Physics. 2015. V. 17. № 11. P. 113022.
9. Vedyayev A., Lacroix C., Pugach N., Ryzhanova N. Spin-Valve Magnetic Sandwich in a Josephson Junction // Europhysics Letters (EPL). 2005. V. 71. № 4. P. 679–685.
10. Heim D.M., Pugach N.G., Kupriyanov M.Y., Goldobin E., Koelle D., Kleiner R. Ferromagnetic Planar Josephson Junction with Transparent Interfaces: A ϕ Junction Proposal // J. Phys. Condensed Matter. 2013. V. 25. № 21. P. 215701.
11. Ozaeta A., Vasenko A.S., Hekking F.W.J., Bergeret F.S. Andreev Current Enhancement and Subgap Conductance of Superconducting SFN Hybrid Structures in the Presence of a Small Spin-Splitting Magnetic Field // Phys. Rev. B. 2012. V. 86. № 6. P. 060509.
12. Salikhov R.I., Garif'yanov N.N., Garifullin I.A., Tagirov L.R., Westerholt K., Zabel H. Spin Screening Effect in Superconductor/Ferromagnet Thin Film Heterostructures Studied Using Nuclear Magnetic Resonance // Phys. Rev. B. 2009. V. 80. № 21. P. 214523.
13. Xia J., Shelukhin V., Karpovski M., Kapitulnik A., Palevski A. Inverse Proximity Effect in Superconductor-Ferromagnet Bilayer Structures // Phys. Rev. Letters. 2009. V. 102. № 8. P. 087004.
14. Bergeret F.S., Volkov A.F., Efetov K.B. Induced Ferromagnetism Due to Superconductivity in Superconductor-Ferromagnet Structures // Phys. Rev. B. 2004. V. 69. № 17. P. 174504.
15. Salikhov R.I., Garifullin I.A., Garif'yanov N.N., Tagirov L.R., Theis-Broehl K., Westerholt K., Zabel H. Experimental Observation of the Inverse Proximity Effect in Superconductor/Ferromagnet Layered Structures // 2008. V. 087003. № February. P. 1–4.
16. Khaydukov Y.N., Aksenov V.L., Nikitenko Y.V., Zhernenkov K.N., Nagy B., Teichert A., Steitz R., Rühm A., Bottyán L. Magnetic Proximity Effects in V/Fe Superconductor/Ferromagnet Single Bilayer Revealed by Waveguide-Enhanced Polarized Neutron Reflectometry // J. Supercond. and Novel Magnetism. 2011. V. 24. № 1–2. P. 961–968.
17. Wolf M.J., Sürgers C., Fischer G., Beckmann D. Spin-Polarized Quasiparticle Transport in Exchange-Split Superconducting Aluminum on Europium Sulfide // Phys. Rev. B. 2014. V. 90. № 14. P. 144509.
18. Hao X., Moodera J. S., Meservey R. Thin-Film Superconductor in an Exchange Field // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67. P. 1342–1345.
19. Kolenda S., Sürgers C., Fische, G., Beckmann D. Thermoelectric Effects in Superconductor-Ferromagnet Tunnel Junctions on Europium Sulfide // Phys. Rev. B. 2017. V. 95. № 22. P. 224505.
20. Flokstra M. G., Satchell N., Kim J., Burnell G., Curran P. J., Bending S. J., Cooper J.F.K., Kinane C.J., Langridge S., Isidori A., Pugach N., Eschrig M., Luetkens H., Suter A., Prokscha T., Lee S. L. Remotely Induced Magnetism in a Normal Metal Using a Superconducting Spin-Valve // Nature Physics. 2016. V. 12. № 1. P. 57–61.
21. Linder J., Sudbø A., Yokoyama T., Grein R., Eschrig M. Signature of Odd-Frequency Pairing Correlations Induced by a Magnetic Interface // Phys. Rev. B. 2010. V. 81. № 21. P. 214504.
22. Борисова О.Н., Туманов В.А., Прошин Ю.Н. управляемый джозефсоновский 0 - π -контакт на базе четырехслойной системы ферромагнетик-сверхпроводник (FSFS) // ФММ. 2020. V. 121. № 5. P. 482–486.
23. Успенская Л.С., Львов Д.С., Пензяков Г.А., Скрябина О.В. Эффект невязимности в структурах железо-иттриевый гранат-сверхпроводник // ФММ. 2020. V. 121. № 5. P. 469–475.
24. Eschrig M., Cottet A., Belzig W., Linder J. General Boundary Conditions for Quasiclassical Theory of Superconductivity in the Diffusive Limit: Application to Strongly Spin-Polarized Systems // New J. Physics. 2015. V. 17. № 8. P. 083037.
25. Ouassou J.A., Pal A., Blamire M., Eschrig M., Linder, J. Triplet Cooper Pairs Induced in Diffusive S-Wave Superconductors Interfaced with Strongly Spin-Polarized

- Magnetic Insulators or Half-Metallic Ferromagnets // Scientific Reports. 2017. V. 7. № 1. P. 1932.
26. *Mironov S., Mel'nikov A.S., Buzdin, A.* Electromagnetic Proximity Effect in Planar Superconductor-Ferromagnet Structures // Appl. Phys. Letters. 2018. V. 113. № 2. P. 022601.
27. *Eschrig M.* Scattering Problem in Nonequilibrium Quasiclassical Theory of Metals and Superconductors: General Boundary Conditions and Applications // Phys. Rev. B. 2009. V. 80. № 13. P. 134511.
28. *Vodopyanov B.P., Tagirov L.R.* Andreev Conductance of a Ferromagnet-Superconductor Point Contact // J. of Experimental and Theoret. Phys. Letters. 2003. V. 77. № 3. P. 126–131.
29. *Vodopyanov B.P., Tagirov L.R.* Oscillations of Superconducting Transition Temperature in Strong Ferromagnet-Superconductor Bilayers // J. Experimental and Theoret. Phys. Letters. 2003. V. 78. № 9. P. 555–559.
30. *Champel T., Eschrig M.* Effect of an Inhomogeneous Exchange Field on the Proximity Effect in Disordered Superconductor-Ferromagnet Hybrid Structures // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. № 5. P. 054523.
31. *Flokstra M.G., Cunningham T.C., Kim J., Satchell, N., Burnell G., Curran P.J., Bending S.J., Kinane C.J., Cooper J.F.K., Langridge S., Isidori A., Pugach N., Eschrig M., Lee S.L.* Controlled Suppression of Superconductivity by the Generation of Polarized Cooper Pairs in Spin-Valve Structures // Phys. Rev. B – Condensed Matter and Mater. Phys. 2015. V. 91. № 6. P. 060501.
32. *Yagovtsev V.O., Pugach N.G.* Magnetization Induced in a Superconductor Due to the Effect of Proximity with a Ferromagnetic Dielectric // Phys. of Metals and Metall. 2020. V. 121. № 3. P. 242–247.