

# Магнитный эффект близости в структурах многозонный сверхпроводник/ферромагнитный металл

Е. А. Кошина

*Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина Национальной академии наук Украины*

*Киев, 03680, Украина*

E-mail: elena.koshina1@gmail.com

Статья поступила в редакцию 30 марта 2020 г., после переработки 6 июля 2020 г., опубликована онлайн 21 сентября 2020 г.

Изучен магнитный эффект близости в структурах многозонный сверхпроводник/ферромагнитный металл (S/F). В случае, когда транспортные свойства обоих металлов отвечают диффузионному типу проводимости, на базе полученных для ряда предельных случаев аналитических решений уравнений Узделя показано, что наведенные (близостные) магнитные характеристики отражают многозонную структуру сверхпроводника и существенно зависят от состояния S/F границы для каждой из зон S слоя и величины обменного взаимодействия в F слое. Рассмотрены основные проявления индуцированного магнетизма для каждой из зон S слоя вблизи S/F границы: дополнительное подавление сверхпроводящего параметра порядка обменным полем, спиновое расщепление квазичастичных состояний, формирование локальных состояний внутри энергетической щели, индуцированное равновесное намагничивание неспаренных электронов в S слое.

Ключевые слова: эффект близости, гетероструктуры сверхпроводник/ферромагнетик, многозонный сверхпроводник.

## 1. Введение

В течение ряда лет структуры сверхпроводник/ферромагнетик (S/F), в которых возможно сосуществование и взаимовлияние двух взаимно антагонистических видов упорядочения — магнетизма и сверхпроводимости, — являются предметом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований. В ряде работ показано, что, когда между нормальным ферромагнетиком и сверхпроводником существует хороший электрический контакт, ферромагнетик приобретает сверхпроводящие свойства (сверхпроводящий эффект близости). В этом случае из-за разницы энергий сверхпроводящих электронов из разных спиновых подзон куперовские пары в ферромагнитном слое обладают ненулевым импульсом. В то время как сверхпроводящий эффект близости в S/F структурах достаточно подробно исследован (см., обзоры [1–4]), значительно меньше внимания уделялось магнитному эффекту близости — возможности появления у сверхпроводника индуцированных магнитных свойств [5–23].

Поскольку температура Кюри типичных ферромагнитных металлов много больше критической температуры сверхпроводящего перехода  $T_C$ , наведенные маг-

нитные корреляции в S металле энергетически достаточно стабильны и могут быть сильнее сверхпроводящих. Следует ожидать, что для S/F структур эффекты, обусловленные проникновением магнетизма в S металл, играют существенную роль. Так, простые оценки показывают, что при инжекции из F в S металл электрон со спином, например, «вверх» теряет свою избыточную энергию  $\delta E \sim H_{\text{exc}}$  за время  $\tau \sim \hbar/H_{\text{exc}}$  на расстоянии  $\lambda_F \sim \hbar v_F/H_{\text{exc}}$  от S/F границы (баллистический предел). (Здесь  $H_{\text{exc}}$  — энергия обменного взаимодействия в ферромагнетике,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $v_F$  — скорость Ферми). При  $v_F \sim 10^5\text{--}10^6$  м/с и  $H_{\text{exc}} \sim 10^2$  К  $\sim 10^{-14}$  эрг  $\lambda_F$  достигает значений  $\sim 10^3$  Å; для «грязных» металлов оценки дают  $\lambda_F \sim 10^2$  Å. Величина  $\lambda_F$ , характеризующая масштаб наведенных магнитных корреляций в соседнем слое, сопоставима с масштабом сверхпроводящей длины когерентности  $\xi_S$  и может значительно превышать толщину как ферромагнитной, так и сверхпроводящей пленки. Следовательно, для гибридных систем сверхпроводник/ферромагнетик важно учитывать магнитную часть эффекта близости.

Проявлениями магнитного эффекта являются: 1) дополнительное подавление сверхпроводящего параметра порядка вблизи S/F границы [5, 17]; 2) спиновое

расщепление плотности квазичастичных состояний S слоя [5, 16, 21]; 3) появление локальных состояний внутри энергетической щели [18]; 4) формирование магнитного момента в S слое на расстояниях порядка  $\xi_S$  [18, 21, 22]; 5) дополнительный скачок фазы сверхпроводящей волновой функции на S/F границе [7, 8, 11, 12, 19]; 6) неоднородное сверхпроводящее состояние, индуцированное в F слое [8, 9, 13, 14] и другие эффекты [6, 10, 15, 20, 23]. В целом же S/F структуру с эффектом близости следует рассматривать как единую сильно коррелированную систему с магнитными и сверхпроводящими свойствами.

В настоящее время растет практический интерес к многозонным сверхпроводникам и гибридным структурам на их основе. Классический пример многозонного сверхпроводника — диборид магния  $MgB_2$ , для которого экспериментально и теоретически доказано существование двух энергетических щелей [24–26]. В работе [27], по-видимому, впервые теоретически рассмотрен сверхпроводящий эффект близости в S/N бислое, где N — нормальный немагнитный металл, S — многозонный сверхпроводник. Установлено, в частности, что благодаря многозонной природе сверхпроводника в плотности состояний квазичастиц N металла появляются дополнительные особенности, а на значение энергетических щелей на границе может влиять «межзонное» взаимодействие через N слой. Эффекты близости в структурах многозонный сверхпроводник/однозонный ферромагнитный металл впервые рассмотрены нами в работе [28], в которой была предложена микроскопическая теория эффектов близости в S/F бислое. Сформулирован общий вид уравнений Узалея и квазиклассических граничных условий к ним. Для ряда предельных случаев получены соответствующие аналитические решения, на основе которых рассмотрены сверхпроводящие свойства, наведенные в ферромагнетике, и магнитные свойства, индуцированные в сверхпроводнике.

Однако в работе [28] не рассматривались особенности магнитной составляющей эффекта близости для каждой из зон многозонного сверхпроводника в S/F бислое. Настоящая работа посвящена развитию теории магнитного эффекта близости в S/F структурах на базе аналитических решений уравнений Узалея, полученных в [28], — влиянию многозонной природы на магнитные характеристики, наведенные в сверхпроводнике. В частности, рассмотрены индуцированные магнитные свойства для каждой из зон многозонного сверхпроводника и их зависимость от граничных параметров S/F границы каждой из зон и величины обменного поля ферромагнитного металла.

В разд. 2 описан эффект близости для рассматриваемого S/F бислоя. Транспортные свойства обоих металлов отвечают диффузионному типу проводимости. Приведен общий вид уравнений Узалея и квазиклас-

ических граничных условий к ним. Для ряда предельных случаев приведены соответствующие аналитические решения. На основе этих решений в разд. 3 обсуждаются магнитные характеристики, наведенные в многозонном сверхпроводнике. Детально обсуждаются особенности индуцированных магнитных свойств для каждой из зон многозонного сверхпроводника, обусловленные близостью с ферромагнетиком.

## 2. Эффект близости в S/F бислое

Рассмотрим бислое, состоящий из массивного многозонного сверхпроводника толщиной  $d_S$  и тонкого однозонного ферромагнитного металла толщиной  $d_F$ . Границу F и S металлов считаем плоской, а ее прозрачность может быть произвольной для каждой из зон сверхпроводника. Пусть для S и F металлов выполнены условия «грязного» предела, когда длина свободного пробега  $l_S^\alpha$  много меньше длины когерентности для каждой из зон сверхпроводника:  $\xi_S^\alpha, \xi_F \gg l_{S,F}^\alpha$  (здесь  $\alpha$  — индекс зоны). Считаем также, что критическая температура сверхпроводящего перехода  $T_C$  для F металла равна нулю. Будем предполагать, что область  $x \geq 0$  занята S металлом, слой  $-d_F \leq x < 0$  занят F металлом, и все величины зависят только от координаты  $x$  вдоль нормали к поверхности раздела. Ниже рассматривается наиболее интересный в практическом и теоретическом плане случай, когда толщины слоев удовлетворяют условию

$$d_S \gg \max(\xi_S^\alpha), d_F \ll \min(\xi_F, \xi), \quad (1)$$

где

$$\xi_S^\alpha = \left( \frac{D_S^\alpha}{2\pi T_C} \right)^{1/2} \text{ и } \xi_F = \left( \frac{D_F}{2H_{\text{exc}}} \right)^{1/2}, \quad \xi = \left( \frac{D_F}{2\pi T_C} \right)^{1/2}$$

— эффективные длины когерентности для S и F металлов,  $D_S^\alpha$  и  $D_F$  — коэффициенты диффузии S и F металлов соответственно; здесь и далее  $\hbar = k_B = 1$ . Первое условие в (1) позволяет пренебречь уменьшением критической температуры S/F бислоя по сравнению с критической температурой массивного S металла, а второе условие позволяет считать все величины внутри F слоя пространственно независимыми. [Выбор «нужной» длины когерентности для F металла во втором условии (1) зависит от соотношения параметров  $T_C$  и  $H_{\text{exc}}$ .]

Как известно, сверхпроводимость «грязных» металлов удобно описывать квазиклассическими уравнениями Узалея [29]. Для случая, когда все величины зависят от единственной координаты  $x$  и межзонным рассеянием можно пренебречь (как, например, для двухзонного сверхпроводника  $MgB_2$ ), уравнения Узалея в S слое имеют вид

$$\Phi_S^\alpha = \Delta_S^\alpha + (\xi_S^\alpha)^2 \frac{\pi T_C}{\omega G_S^\alpha} \frac{d}{dx} \left[ (G_S^\alpha)^2 \frac{d}{dx} \Phi_S^\alpha \right], \quad (2)$$

$$G_S^\alpha = \frac{\omega}{(\omega^2 + \Phi_S^\alpha \tilde{\Phi}_S^\alpha)^{1/2}}, \quad (3)$$

$$\Delta_S^\alpha \ln(T/T_C) + 2\pi T \sum_{\beta, \omega > 0} [(\Delta_S^\beta - \hat{\Lambda}_{\alpha\beta} \Phi_S^\beta G_S^\beta) / \omega] = 0. \quad (4)$$

Для нормального F металла

$$\Phi_F = \xi^2 \frac{\pi T_C}{\tilde{\omega} G_F} \frac{d}{dx} \left[ G_F^2 \frac{d}{dx} \Phi_F \right], \quad (5)$$

$$G_F = \frac{\tilde{\omega}}{(\tilde{\omega}^2 + \Phi_F \tilde{\Phi}_F)^{1/2}}. \quad (6)$$

Здесь  $\Phi_S^\alpha$  и  $\Phi_F$  — модифицированные функции Узделя для  $\alpha$ -й зоны S металла и F металла соответственно, которые позволяют явно учесть нормировку функций Грина:  $G = \omega / (\omega^2 + \Phi\tilde{\Phi})^{1/2}$ ,  $F = G\Phi/\omega$  и  $\tilde{\Phi}(\omega, H_{\text{exc}}) = \Phi^*(\omega, -H_{\text{exc}})$ ,  $\Delta_S^\alpha(x)$  — сверхпроводящий параметр порядка для  $\alpha$ -й зоны S металла,  $\hat{\Lambda}_{\alpha\beta}$  — матрица эффективных констант связи,  $\tilde{\omega} = \omega + iH_{\text{exc}}$ ,  $\omega = \pi T(2n+1)$ ,  $n = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$  — мацубаровские частоты,  $T$  — температура. Суммирование по частотам в (4) ограничено дебаевской частотой  $\omega_D$ .

Уравнения (2)–(6) должны быть дополнены граничными условиями для функций  $\Phi_S^\alpha$  и  $\Phi_F$ . Из (1) следует, что в глубине S слоя

$$\Phi_S^\alpha(\infty) = \Delta_S^\alpha(\infty) = \Delta_0^\alpha(T), \quad (7)$$

где  $\Delta_S^\alpha(T)$  — параметр порядка  $\alpha$ -й зоны пространственно-однородного сверхпроводника при температуре  $T$  в теории БКШ. На внешней границе ферромагнетика граничное условие имеет вид

$$\frac{d}{dx} \Phi_F(-d_F) = 0. \quad (8)$$

Граничные условия на S/F границе получены, как граничные условия на S/N границе в [27] (детали см. в [28]). Как и в [27], для каждой из зон введены независимые граничные параметры, описывающие эффект близости и прозрачность границы.

Первое граничное условие к уравнениям Узделя обеспечивает непрерывность протекающего через S/F границу сверхтока при любых значениях прозрачности границы и имеет вид

$$\frac{1}{\tilde{\omega}} \xi G_F^2 \frac{d}{dx} \Phi_F \Big|_{x=0} = \frac{1}{\omega} \sum_{\alpha} \frac{1}{\gamma_{\alpha}} \xi_S^\alpha (G_S^\alpha)^2 \frac{d}{dx} \Phi_S^\alpha \Big|_{x=0}, \quad (9)$$

где  $\gamma_{\alpha} = \rho_S^\alpha \xi_S^\alpha / \rho_F \xi$  — параметр эффекта близости, характеризующий интенсивность сверхпроводящих корреляций, наведенных в F слое от  $\alpha$ -й зоны;  $\rho_F$ ,  $\rho_S^\alpha$  — сопротивления F металла и соответствующих зон S металла в нормальном состоянии.

Второе граничное условие учитывает эффекты конечной прозрачности S/F границы:

$$\xi G_F \frac{d}{dx} \Phi_F \Big|_{x=0} = \tilde{\omega} \sum_{\alpha} \frac{1}{\gamma_{BF\alpha}} G_S^\alpha \left( \Phi_S^\alpha / \omega - \Phi_F / \tilde{\omega} \right) \Big|_{x=0}, \quad (10)$$

где  $\gamma_{BF\alpha} = R_B^\alpha / \rho_F \xi$  — параметр, учитывающий эффект конечной прозрачности границы для данной зоны,  $R_B^\alpha$  — компоненты сопротивления, описывающие тунелирование электрона через S/F границу в соответствующую зону проводимости сверхпроводника. При  $\gamma_{BF\alpha} = 0$ , т. е. при полной прозрачности границы для каждой из зон сверхпроводника, условие (10) принимает вид

$$\sum_{\alpha} G_S^\alpha \left( \Phi_S^\alpha / \omega - \Phi_F / \tilde{\omega} \right) \Big|_{x=0} = 0. \quad (11)$$

Система уравнений Узделя (2)–(6) и граничные условия к ним (7)–(10) позволяют рассмотреть эффект близости в структурах многозонный сверхпроводник/ферромагнитный металл.

Для случая малой толщины F слоя,  $d_F/\xi \ll 1$ , задача сводится к краевой задаче для S слоя [28], получаем граничное условие для функций  $\Phi_S^\alpha$

$$\sum_{\alpha} \frac{1}{\gamma_{M\alpha}} \xi_S^\alpha G_S^\alpha \frac{d}{dx} \Phi_S^\alpha \Big|_{x=0} = \tilde{\omega} \sum_{\alpha} \frac{\Phi_S^\alpha G_S^\alpha}{\gamma_{B\alpha}} \Big/ \left[ \left( \tilde{\omega} + \pi T_C \sum_{\alpha} \frac{G_S^\alpha}{\gamma_{B\alpha}} \right)^2 + \left( \frac{\pi T_C}{\omega} \sum_{\alpha} \frac{\Phi_S^\alpha G_S^\alpha}{\gamma_{B\alpha}} \right)^2 \right]^{1/2} \Big|_{x=0} \quad (12)$$

и уравнение, определяющее значение функции  $\Phi_F$  при  $x = 0$ :

$$\Phi_F(0) = \frac{\pi T_C}{\omega} \sum_{\alpha} \frac{\Phi_S^\alpha G_S^\alpha}{\gamma_{B\alpha}} \Big/ \left( 1 + \frac{\pi T_C}{\tilde{\omega}} \sum_{\alpha} \frac{\Phi_S^\alpha G_S^\alpha}{\gamma_{B\alpha}} \right) \Big|_{x=0}, \quad (13)$$

где  $\gamma_{M\alpha} = \gamma_{\alpha} d_F / \xi$ ,  $\gamma_{B\alpha} = \gamma_{BF\alpha} d_F / \xi$ . В частном случае  $\gamma_{B\alpha} = 0$  (полная прозрачность границы для каждой из зон) уравнения (12) и (13) принимают вид

$$\sum_{\alpha} \frac{1}{\gamma_{M\alpha}} \xi_S^\alpha G_S^\alpha \left( \frac{d}{dx} \Phi_S^\alpha \right) \Big|_{x=0} = \frac{\tilde{\omega}}{\pi T_C} \sum_{\alpha} \Phi_S^\alpha G_S^\alpha \Big/ \left( \left( \sum_{\alpha} G_S^\alpha \right)^2 + \left( \sum_{\alpha} \frac{\Phi_S^\alpha G_S^\alpha}{\omega} \right)^2 \right)^{1/2} \Big|_{x=0}, \quad (14)$$

$$\Phi_F(0) = \frac{\tilde{\omega}}{\omega} \sum_{\alpha} \Phi_S^{\alpha} G_S^{\alpha} / \sum_{\alpha} G_S^{\alpha} \Big|_{x=0}. \quad (15)$$

Пространственной зависимостью функций в F слое мезоскопической толщины,  $d_F \ll \xi$ , естественно далее пренебречь. В результате задача о сверхпроводящем эффекте близости в бислое массивный многозонный сверхпроводник/тонкий ферромагнетик сводится к решению уравнений (2)–(4) с граничными условиями (7), (12) для S слоя и к уравнению (13) для F слоя. Степень взаимовлияния S и F слоев зависит от граничных параметров для каждой из зон  $\gamma_{M\alpha}$  и  $\gamma_{B\alpha}$  и обменного взаимодействия ферромагнетика  $H_{\text{ex}}$ . В общем случае задача может быть решена только численно. Однако в ряде частных пределов допустимо аналитическое решение, например, системы уравнений Узалея для случая слабого эффекта близости ( $\gamma_{M\alpha} \ll 1$ ) и произвольной прозрачности границы. Приведем примеры анализа эффекта близости в S/F бислое для двухзонного сверхпроводника, воспользовавшись принятой для  $\text{MgB}_2$  нумерацией зон:  $\alpha = \pi, \sigma$ .

При  $\gamma_{M\alpha} \ll 1$  для  $\Phi_S^{\alpha}(\omega, x)$  получаем выражение

$$\Phi_S^{\alpha}(\omega, x) = \Delta_0^{\alpha} \left( 1 - \frac{\gamma_M^{\alpha} \beta^{\alpha} \tilde{\omega} \exp(-\beta^{\alpha} x / \xi_S^{\alpha})}{\gamma_M^{\alpha} \beta^{\alpha} \tilde{\omega} + \omega A} \right), \quad (16)$$

где

$$A(\omega) = \left[ \left( \frac{\tilde{\omega}}{\pi T_C} \right)^2 + \frac{2(\omega^2 + \Delta_{0\pi} \Delta_{0\sigma})}{(\pi T_C)^2 \gamma_{B\pi} \gamma_{B\sigma} \beta_{\pi}^2 \beta_{\sigma}^2} + \sum_{\alpha=\pi, \sigma} \frac{1}{\gamma_{B\alpha}^2} + \frac{2\omega \tilde{\omega}}{(\pi T_C)^2} \sum_{\alpha=\pi, \sigma} \frac{1}{\gamma_{B\alpha} \beta_{\alpha}^2} \right]^{1/2}. \quad (17)$$

Определяя значение функции  $\Phi_S^{\alpha}(\omega, x=0)$  из (16) и подставляя его в уравнение (13), получаем функцию  $\Phi_F(0)$ , характеризующую наведенную в F слое сверхпроводимость (явный вид выражения для  $\Phi_F(0)$  не приводим ввиду его громоздкости).

При полной прозрачности границы для каждой из зон сверхпроводника ( $\gamma_{B\pi} = \gamma_{B\sigma} = 0$ ), используя граничное условие (14), получаем решение для  $\Phi_S^{\alpha}(\omega, x)$  в виде (16), где

$$A(\omega) = \left( 2 \left( 1 + \frac{\omega^2 + \Delta_{0\pi} \Delta_{0\sigma}}{(\pi T_C)^2 \beta_{\pi}^2 \beta_{\sigma}^2} \right) \right)^{1/2}. \quad (18)$$

В этом случае функцию  $\Phi_F(0)$  найдем, подставляя полученное решение  $\Phi_S^{\alpha}(\omega, x=0)$  в (15).

В общем случае, зная функции  $\Phi_S^{\alpha}(\omega, x)$  и используя уравнение (4), определено пространственное поведение сверхпроводящего параметра порядка  $\Delta_S^{\alpha}(x)$  для каждой из зон сверхпроводника [28]. Показано, что, как и в случае двухзонного сверхпроводника в S/N струк-

туре [27], БКШ значение параметра порядка для каждой из зон достигается в глубине S слоя на расстоянии порядка нескольких  $\xi_S$ . Зависимость параметра порядка для каждой из зон на S/F границе,  $\Delta_S^{\alpha}(0)$ , от состояния границы для каждой из зон (параметров, описывающих эффект близости  $\gamma_M$  и прозрачность границы  $\gamma_B$ ) полностью аналогична ситуации для S/N систем с двухзонным сверхпроводником [27, 28]. Рост прозрачности границы приводит к уменьшению скачка амплитуды куперовских пар при переходе из S в F слой. При малых значениях параметра эффекта близости для каждой из зон,  $\gamma_{M\alpha}$ , уменьшение прозрачности границы каждой из зон (т. е. рост  $\gamma_{B\alpha}$ ) приводит к увеличению скачка сверхпроводящих свойств на границе; с ростом параметра  $\gamma_{M\alpha}$  значение  $\Delta_S^{\alpha}(0)$  для каждой из зон уменьшается.

### 3. Магнитные корреляции, индуцированные в S слое

Важной особенностью выражений, полученных для модифицированных функций Грина каждой из зон S слоя  $\Phi_S^{\alpha}(\omega, x)$ , см., например, (16), является то, что они явно зависят от величины обменного поля F металла. Благодаря этому можно говорить об обменных корреляциях, которые индуцируются в S слое, т. е. о существовании в S/F структурах не только сверхпроводящего, но и магнитного эффекта близости. Особенности магнитного эффекта близости для S/F структур в случае, когда S — однозонный сверхпроводник, детально обсуждались в работах [18–23], а для S/F структур, в которых S — многозонный сверхпроводник, магнитный эффект близости впервые рассмотрен в [28]. В случае многозонного сверхпроводника, как следует из уравнений Узалея и граничных условий к ним, при разных значениях  $\gamma_{M\alpha}$  и  $\gamma_{B\alpha}$  магнитный эффект близости для каждой из зон сверхпроводника будет различным (вопрос об экспериментальной реализации такого эффекта близости требует отдельного рассмотрения). Используя аналитические решения уравнений Узалея для случая слабого эффекта близости, для каждой из зон многозонного сверхпроводника продемонстрируем такие проявления наведенного в S слое магнетизма, как дополнительное подавление сверхпроводящего параметра порядка обменным полем ферромагнетика, спиновое расщепление плотности квазичастичных состояний, появление локальных состояний внутри энергетической щели и равновесное намагничение неспаренных электронов, которое индуцируется в S слое.

#### 3.1. Дополнительное подавление сверхпроводящих параметров порядка каждой из зон обменным полем

В работе [28], зная функции  $\Phi_S^{\alpha}(\omega, x)$  и используя уравнение (4), исследовано пространственное поведение сверхпроводящего параметра порядка  $\Delta_S^{\alpha}(x)$  для каждой из зон сверхпроводника. В численных расчетах

принималось  $\hbar\omega_D/\pi T_C = 150$ , а для величин эффективных констант взаимодействия взяты значения, соответствующие  $\text{MgB}_2$ :  $\Lambda_{11} = 0,81$ ,  $\Lambda_{22} = 0,278$ ,  $\Lambda_{12} = 0,115$ ,  $\Lambda_{21} = 0,091$  [27, 31].

На рис. 1 показано влияние обменного взаимодействия на пространственное поведение параметра порядка  $\Delta_S^\alpha(0)$  для каждой из зон сверхпроводника: зависимость разности сверхпроводящих параметров порядка для случая, когда магнитная корреляция отсутствует (S/N бислоем), и при ферромагнитной корреляции (S/F бислоем) от расстояния  $x$  от границы:  $[\Delta_S^\alpha(x, H_{\text{exc}} = 0) - \Delta_S^\alpha(x, H_{\text{exc}})]$ , где  $\alpha = \sigma, \pi$ . Рисунок 1(а) соответствует  $\sigma$ -зоне, рис. 1(б) —  $\pi$ -зоне. Для обеих зон

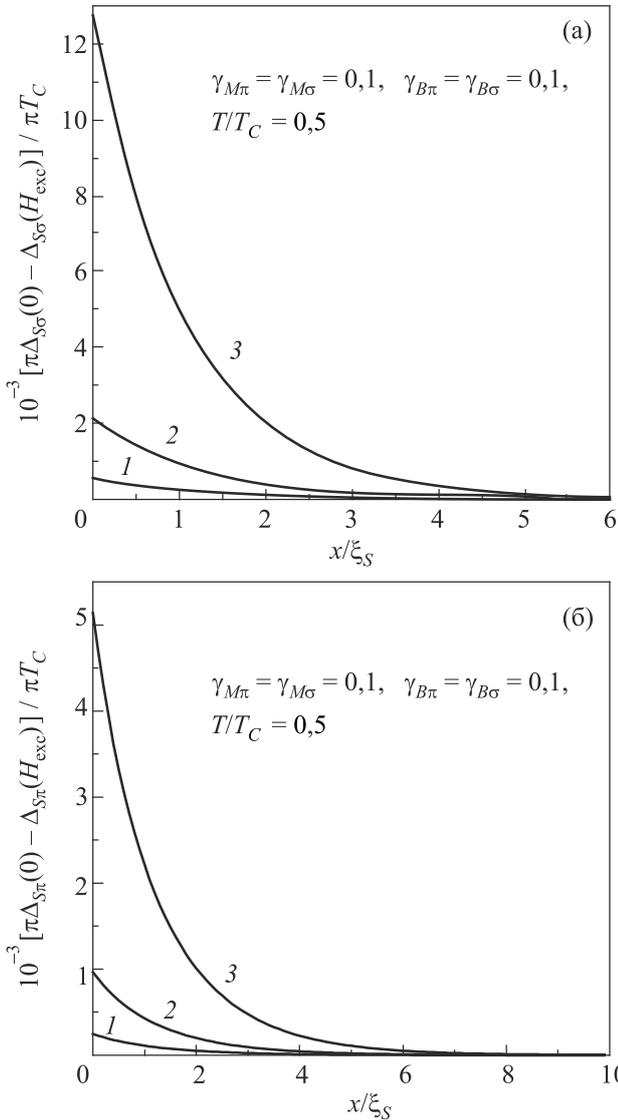


Рис. 1. Пространственные зависимости разности сверхпроводящих параметров порядка  $\Delta_{S\sigma(\pi)}(x, H_{\text{exc}}=0) - \Delta_{S\sigma(\pi)}(x, H_{\text{exc}})$  в S/N и S/F бислоях для  $\sigma$ - (а) и  $\pi$ - (б) зон вблизи S/F границы при различных значениях обменного поля:  $H_{\text{exc}}/\pi T_C = 1$  (1), 2 (2), 5 (3). Здесь и на рис. 2–6 результаты получены для эффективных констант взаимодействия  $\text{MgB}_2$  [27, 30].

влияние магнетизма убывает вглубь сверхпроводника и становится несущественным на расстоянии  $x > 3\xi_S$ . Это не удивительно, так как можно ожидать, что магнитные корреляции, проникая в S слой на некоторую глубину, будут дополнительно подавлять сверхпроводящий параметр порядка по сравнению со случаем S/N бислоя. Это дополнительное подавление увеличивается с ростом обменного поля ферромагнетика и параметра эффекта близости для каждой из зон двухзонного сверхпроводника. Кроме того, видно, что обменное взаимодействие сильнее подавляет сверхпроводящий параметр порядка в  $\sigma$ -зоне по сравнению с  $\pi$ -зоной.

### 3.2. Спиновое расщепление плотностей состояний квазичастиц в S слое и локальные энергетические уровни

Функции Грина для спиновых подзон каждой из зон S слоя  $G_S^{\alpha\uparrow\uparrow}(\omega, x)$  и  $G_S^{\alpha\downarrow\downarrow}(\omega, x)$  могут быть получены из аналитических решений (16) – (18) для функций  $\Phi_S^\alpha(\omega, x)$  при  $\tilde{\omega} = \omega + iH_{\text{exc}}$  и  $\tilde{\omega} = \omega - iH_{\text{exc}}$  соответственно. Зная  $G_S^{\alpha\uparrow\uparrow}(\omega, x)$  и  $G_S^{\alpha\downarrow\downarrow}(\omega, x)$  и выполняя аналитическое продолжение на комплексную плоскость подстановкой  $\omega \rightarrow -i\varepsilon$ , вычисляем плотность квазичастичных состояний в каждой из зон S слоя для каждой спиновой подзоны:

$$N_{S\uparrow\sigma(\pi)\downarrow}(\varepsilon, x) = \text{Re} \{G_{S\sigma(\pi)\uparrow\downarrow}(\varepsilon, x)\}. \quad (19)$$

Вследствие эффекта близости обменное расщепление поверхности Ферми в F металле приводит к спиновому расщеплению плотности квазичастичных состояний и в S слое, так что  $N_{S\uparrow\sigma(\pi)}(\varepsilon, x) \neq N_{S\uparrow\sigma(\pi)}(-\varepsilon, x)$  [32–34]. Заметим, что с учетом симметрии относительно инверсии времени имеем  $N_{S\downarrow\sigma(\pi)}(\varepsilon, x) = N_{S\uparrow\sigma(\pi)}(-\varepsilon, x)$ .

Рассмотрим поведение плотности состояний квазичастиц для каждой из зон S слоя. На рис. 2 представлены зависимости  $N_{S\uparrow\sigma(\pi)\downarrow}(\varepsilon, x)$  на различных расстояниях от S/F границы. Видно, что на некотором расстоянии от границы в плотности состояний  $N_{S\uparrow\sigma(\pi)}(\varepsilon, x)$  сохраняются особенности, сформировавшиеся при  $H_{\text{exc}} \neq 0$  на S/F границе. Например, в  $\pi$ -зоне при  $\varepsilon < 0$  наблюдается особенность, соответствующая БКШ значению щели  $|\varepsilon| = \Delta_0^\alpha(T)$  ( $\alpha = \pi$ ), а также особенность (при наименьшем значении  $|\varepsilon|$ ), обусловленная наличием истинной щели  $|\varepsilon| = \Delta_S(T)$ . В общем случае, при  $H_{\text{exc}} \neq 0$  и  $\gamma_{M\pi} \neq 0$ ,  $\gamma_{M\sigma} \neq 0$ , плотность квазичастичных состояний для каждой из зон расщеплена по спину в S слое на расстоянии нескольких  $\xi_S$  от S/F границы:

$$N_{S\downarrow\sigma(\pi)}(\varepsilon, x) \neq N_{S\uparrow\sigma(\pi)}(\varepsilon, x), \\ N_{S\uparrow\sigma(\pi)}(\varepsilon, x) \neq N_{S\uparrow\sigma(\pi)}(-\varepsilon, x).$$

Электроны со спином «вверх/вниз» и дырки со спином «вниз/вверх» имеют одинаковую плотность состояний. Видно, что спиновое расщепление уменьшается с ростом

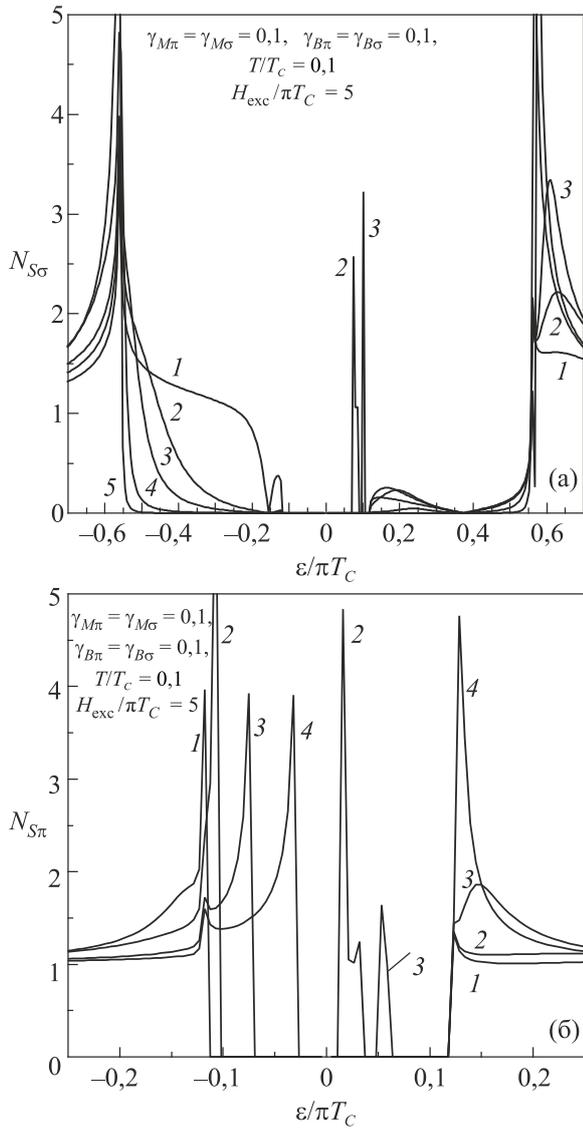


Рис. 2. Зависимости плотности квазичастичных состояний для спиновой подзоны «вверх» в S слое S/F бислоя от расстояния до S/F границы при  $x/\xi_S = 0$  (1), 1 (2), 2 (3), 5 (4), 10 (5) для  $\sigma$ -зоны (а) и  $x/\xi_S = 0$  (1), 1 (2), 5 (3), 10 (4), 10 (5) для  $\pi$ -зоны (б).

расстояния от границы и исчезает в глубине S слоя [см. кривые 4 на рис. 2(а) и (б)]. Эти особенности существуют благодаря первоначальному спиновому расщеплению электронов на поверхности Ферми в F металле и характеризуют S/F бислое как единую систему.

Другая важная особенность поведения плотностей квазичастичных состояний каждой из зон на рис. 2 — существование локальных состояний внутри энергетической щели на расстояниях порядка нескольких  $\xi_S$  от S/F границы. Формирование локальных энергетических состояний в S/F бислое, которые аналогичны локализованным уровням в сверхпроводнике с парамагнитными примесями [35, 36], впервые предсказано в работе [18] для случая однозонного сверхпроводника. При  $H_{exc} \neq 0$  локальные состояния внутри энергетической щели отсутствуют на S/F границе (т. е. при  $x = 0$ ,

см. кривые 1 на рис. 2) и в глубине S слоя (кривые 4). Кроме того, видно, что на одинаковом расстоянии от границы область существования локальных состояний несколько уже для  $\pi$ -зоны.

На рис. 3 представлены квазичастичные плотности состояний на расстоянии  $\xi_S$  от S/F границы для  $\sigma$ -зоны (а) и  $\pi$ -зоны (б) при различных значениях обменного поля ферромагнетика  $H_{exc}$ . Видно, что при  $H_{exc} \neq 0$  в обеих зонах появляется спиновое расщепление плотностей состояний квазичастиц, которое увеличивается с ростом  $H_{exc}$ . Локальные состояния внутри энергетической щели отсутствуют при  $H_{exc} = 0$ , а при  $H_{exc} \neq 0$  внутри щели каждой из энергетических зон сверхпроводника формируются локальные состояния. При одинаковом значении обменного поля область существования локальных состояний несколько уже для  $\pi$ -зоны. При

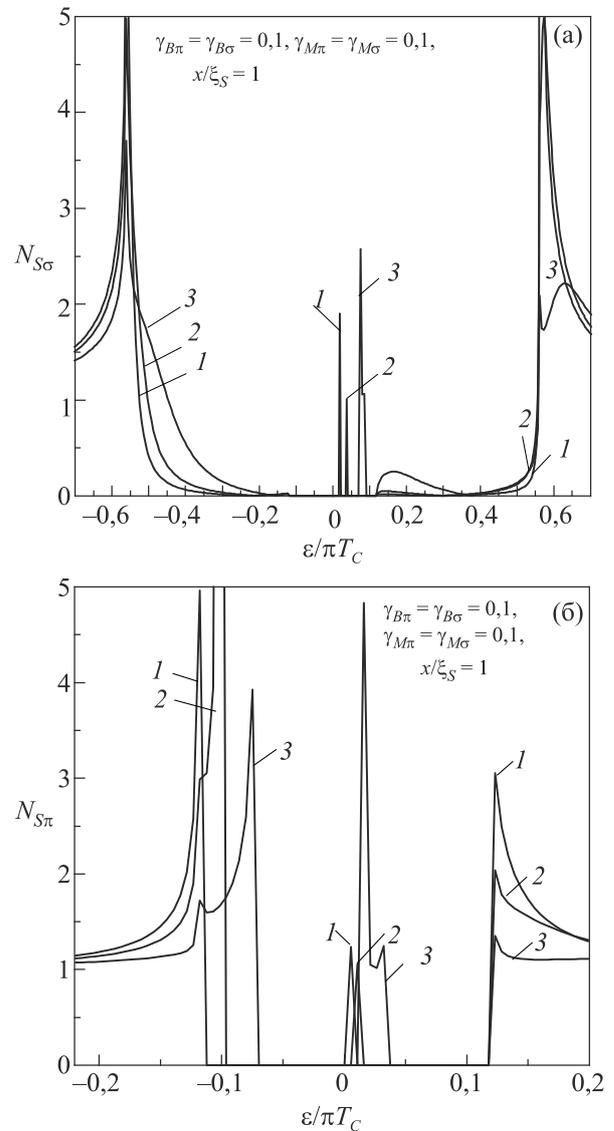


Рис. 3. Зависимости плотности квазичастичных состояний для спиновой подзоны «вверх» в S слое S/F бислоя от величины обменного поля ферромагнетика  $H_{exc}/\pi T_C = 1$  (1), 2 (2), 5 (3) для  $\sigma$ - (а) и  $\pi$ - (б) зон.

этом, как и в случае однозонного сверхпроводника [18], области существования локальных состояний для каждой из зон двухзонного сверхпроводника увеличиваются с ростом обменного поля.

В работах [18, 37] показано, что рост области существования локальных состояний с увеличением  $H_{\text{exc}}$  свидетельствует о том, что эти состояния существуют благодаря разрушению куперовских пар в S слое наведенными магнитными корреляциями. В отсутствие рассеяния с переворотом спина (например, спин-орбитального) состояния внутри щели существуют только для квазичастиц с одним направлением спина. Учет спин-орбитального взаимодействия приводит к перемешиванию состояний из разных спиновых подзон и, в целом, к ослаблению эффектов обменного поля в S слое [23, 37].

### 3.3. Наведенная намагниченность S слоя

Влияние ферромагнетика на сверхпроводник проявляется в том, что вблизи S/F границы плотности состояний электронов со спином «вверх» и «вниз» для каждой из зон не равны друг другу,  $N_{S\downarrow\sigma(\pi)}(\epsilon, x) \neq N_{S\uparrow\sigma(\pi)}(\epsilon, x)$ . Такое спиновое расщепление плотностей состояний неспаренных электронов вызывает появление неоднородной спиновой плотности в S металле, т. е. возникновение эффективного магнитного момента для каждой из зон  $M_{S\sigma(\pi)}(x)$ , величину которого можно найти, используя стандартное выражение [38]

$$M_{S\sigma(\pi)}(x) = M_0 \int_0^{\infty} d\epsilon \{ N_{S\uparrow\sigma(\pi)}(\epsilon, x) - N_{S\downarrow\sigma(\pi)}(\epsilon, x) \} f(\epsilon), \quad (20)$$

где  $M_0 = gS_e\mu_B$  — магнитный момент квазичастицы,  $S_e = 1/2$ ,  $g = 2$  и  $f(\epsilon) = 1/[\exp(\epsilon/T) + 1]$  — функция распределения Ферми. При  $T \ll T_C$   $f(\epsilon) = 1$ , т. е. все состояния ниже уровня Ферми заполнены, а состояния выше уровня Ферми пусты. В результате ненулевой разницы плотностей состояний квазичастиц из разных спиновых подзон в S слое возникает ненулевой магнитный момент. Заметим, что восприимчивость неспаренных электронов отрицательна, т. е. сверхпроводник приобретает магнитный момент противоположного направления по отношению к направлению намагничивания ферромагнетика [21].

Это подтверждается результатами численных расчетов  $M_{S\sigma(\pi)}(x)$ . На рис. 4 приведены зависимости намагничивания сверхпроводника от расстояния от S/F границы для каждой из зон при фиксированных граничных параметрах для каждой зоны и при различных величинах энергии обмена для  $\sigma$ - (а) и  $\pi$ - (б) зон. Как и для случая однозонного сверхпроводника, намагничение убывает с расстоянием от S/F границы и растет с ростом обменного поля ферромагнетика. Кроме того, для  $\sigma$ -зоны намагничение вблизи границы выше, чем для  $\pi$ -зоны.

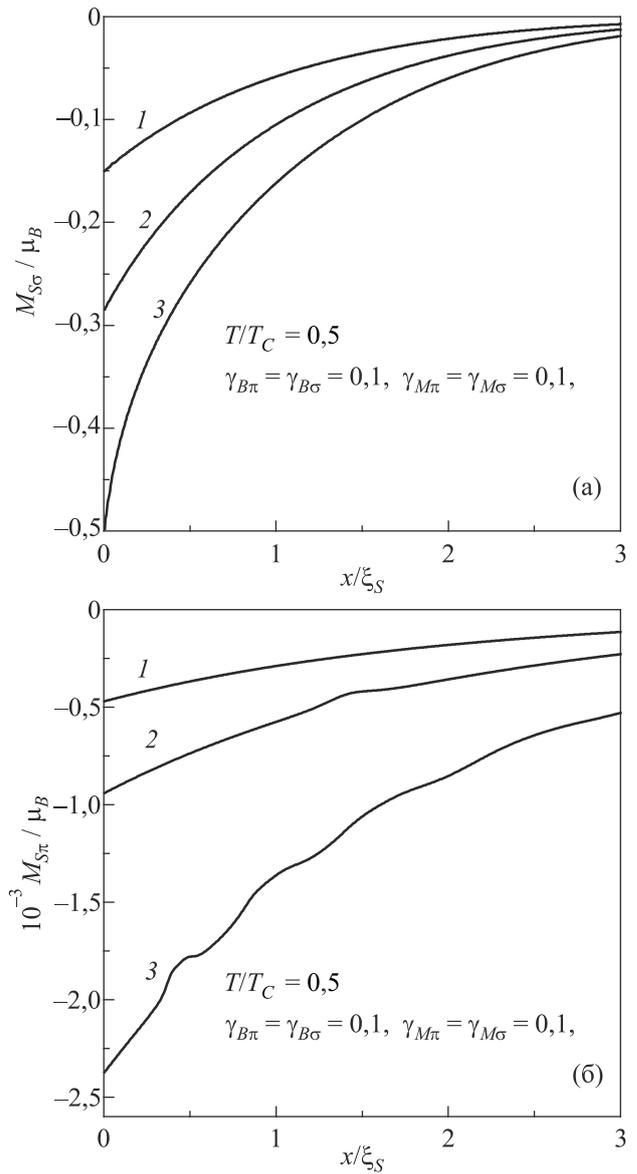


Рис. 4. Зависимости проникновения намагничивания в S металл от расстояния от S/F границы для  $\sigma$ - (а) и  $\pi$ - (б) зон при различных значениях обменного поля:  $H_{\text{exc}}/\pi T_C = 1$  (1), 2 (2), 5 (3).

На рис. 5 показано поведение индуцированной намагниченности в случае малого параметра эффекта близости, высокой прозрачности S/F границы для одной из зон при различных значениях прозрачности S/F границы для другой для  $\sigma$ - (а) и  $\pi$ - (б) зон. Уменьшение прозрачности S/F границы для одной из зон приводит к росту намагничивания вблизи границы. Как следует из выражения (17), при  $\gamma_{Ba} \gg 1$  (туннельный режим проводимости S/F границы) параметр  $A(\omega) \rightarrow (\tilde{\omega} / \pi T_C)$ , и индуцированная в сверхпроводнике намагниченность выходит на насыщение.

Пространственная зависимость индуцированной в сверхпроводнике намагниченности для каждой из зон в случае фиксированных значений  $H_{\text{exc}}$  и прозрачности S/F границы для обеих зон, малого фиксированного

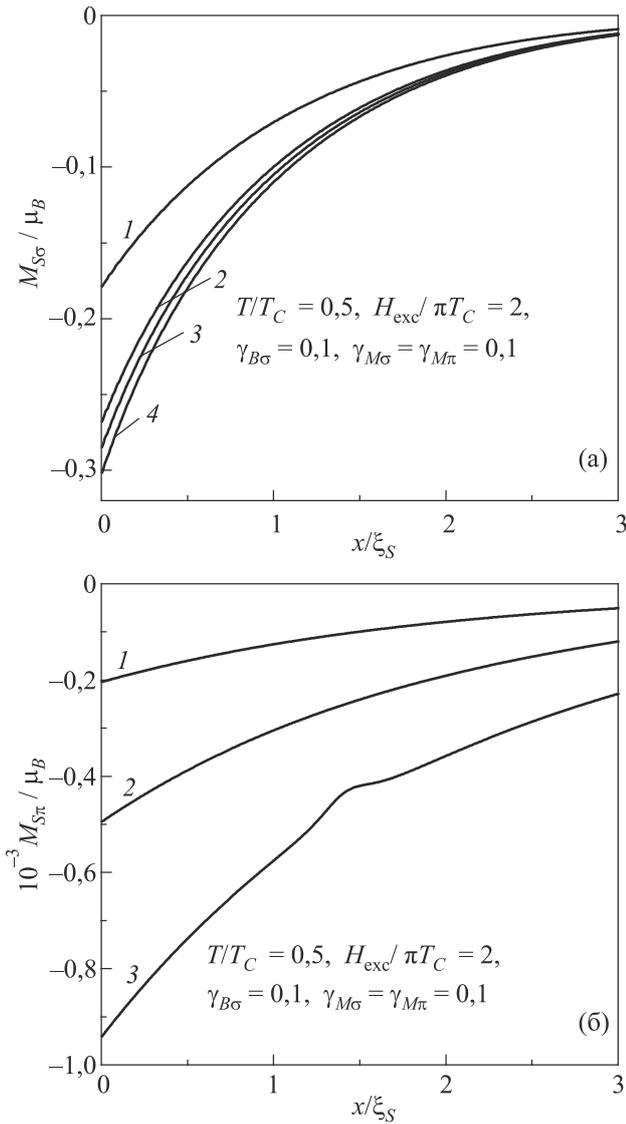


Рис. 5. Зависимости проникновения намагничивания в S металл от расстояния от S/F границы для  $\sigma$ - (а) и  $\pi$ - (б) зон при различных значениях прозрачности границы  $\gamma_{B\pi}$ : (а) 0,1 (1), 0,5 (2), 1 (3), 10 (4); (б) 1 (1), 2 (2), 5 (3).

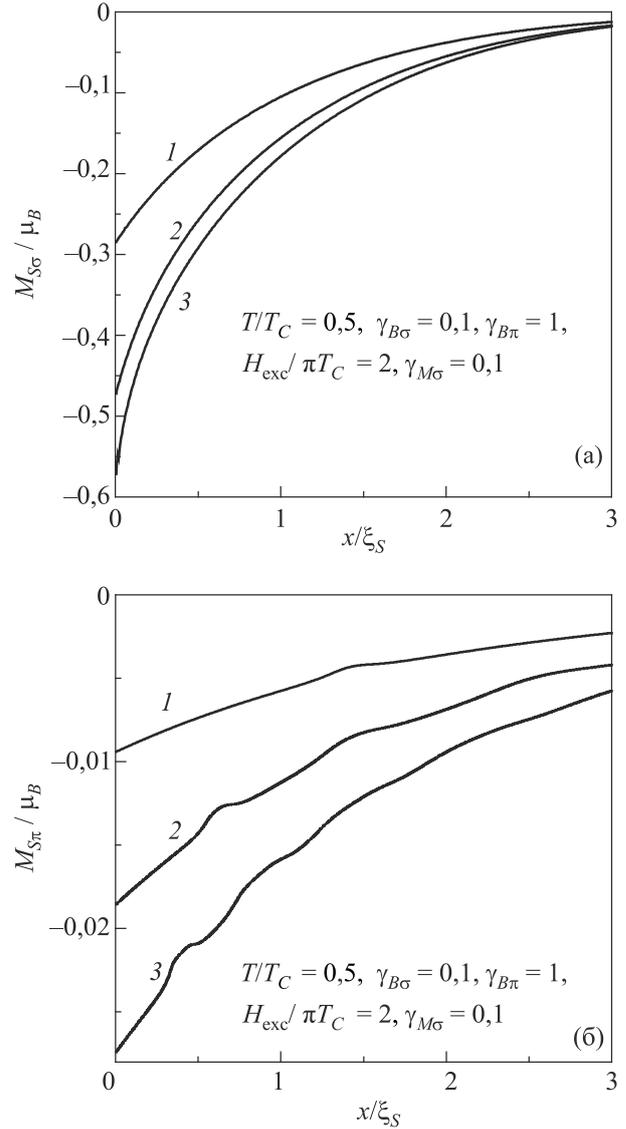


Рис. 6. Зависимости проникновения намагничивания в S металл от расстояния от S/F границы для  $\sigma$ - (а) и  $\pi$ - (б) зон при различных значениях параметра эффекта близости: (а)  $\gamma_{M\sigma} = 0,1$  (1), 0,2 (2), 0,3 (3); (б)  $\gamma_{M\pi} = 0,1$  (1), 0,2 (2), 0,3 (3).

параметра эффекта близости для одной из зон при различных величинах параметра эффекта близости другой зоны приведена на рис. 6. Как и в случае однозонного сверхпроводника, намагничение вблизи S/F границы растет с увеличением параметра эффекта близости.

Полученные зависимости  $M_{S\sigma(\pi)}(x)$  показывают, что для каждой из зон магнитный момент, индуцированный в S слое: 1) убывает с расстоянием от S/F границы; 2) растет с увеличением обменного взаимодействия в ферромагнетике  $H_{exc}$ ; 3) возрастает с ростом эффекта близости и 4) выходит на насыщение с уменьшением прозрачности границ. Оказывается, что для  $\sigma$ -зоны двухзонного сверхпроводника магнитный эффект близости проявляется сильнее.

#### 4. Заключение

На основе микроскопической теории эффекта близости в гетероструктурах многозонный сверхпроводник/однозонный ферромагнитный металл в работе рассмотрены магнитные корреляции, которые индуцируются в сверхпроводнике вследствие близости ферромагнетика. Они существуют в сверхпроводнике на расстоянии от S/F границы порядка сверхпроводящей длины корреляций каждой из зон. Эта величина может быть больше толщин как ферромагнитной, так и сверхпроводящей пленок, поэтому учет магнитной составляющей эффекта близости для S/F наноструктур так важен при сравнении теоретических результатов с экспериментальными данными.

Индукцированные магнитные свойства многозонного сверхпроводника определяются величиной обменного поля ферромагнетика и граничными параметрами для каждой из зон. Показано, что равновесное проникновение магнетизма в сверхпроводящий металл для каждой из зон проявляется в 1) дополнительном подавлении сверхпроводящего параметра порядка обменным полем ферромагнетика, 2) спиновом расщеплении плотности квазичастичных состояний, 3) образовании локальных состояний внутри энергетической щели, 4) индуцированном равновесном намагничивании неспаренных электронов в S слое. Для  $\sigma$ -зоны двухзонного сверхпроводника магнитный эффект близости будет более сильным. С увеличением обменного взаимодействия дополнительное подавление сверхпроводящего параметра порядка обменным полем, спиновое расщепление плотности состояний, область существования локальных состояний внутри щели и наведенная намагниченность для каждой из зон S слоя возрастают. Таким образом, в структурах многозонный сверхпроводник/ферромагнетик необходимо рассматривать не только сверхпроводящий, но и магнитный эффект близости, обусловленный многозонной природой сверхпроводника, магнитными свойствами ферромагнетика и состоянием S/F границы.

1. Ю. А. Изюмов, Ю. И. Прошин, М. Г. Хусаинов, *УФН* **172**, 113 (2002) [*Phys. Usp.* **45**, 109 (2002)].
2. A. I. Buzdin, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 935 (2005).
3. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 1321 (2005).
4. Y. C. Tao and J. G. Hu, *J. Appl. Phys.* **107**, 041101 (2010).
5. Е. А. Кошина, В. Н. Криворучко, *ФНТ* **26**, 157 (2000) [*Low Temp. Phys.* **26**, 115 (2000)].
6. Е. А. Кошина, В. Н. Криворучко, *Письма в ЖЭТФ* **71**, 182 (2000) [*JETP Lett.* **71**, 123 (2000)].
7. Е. А. Кошина and V. N. Krivoruchko, *Phys. Rev. B* **63**, 224515 (2001).
8. V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. Yu. Rusanov, A. V. Veretennikov, A. A. Golubov, and J. Aarts, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2427 (2001).
9. T. Kontos, M. Aprili, J. Lesueur, and X. Grison, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 304 (2001).
10. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3140 (2001).
11. V. N. Krivoruchko and E. A. Koshina, *Phys. Rev. B* **64**, 172511 (2001).
12. V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. V. Veretennikov, and A. Yu. Rusanov, *Phys. Rev. B* **65**, 020501 (2002).
13. Y. Blum, A. Tsukernik, M. Karpovski, and A. Palevski, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 187004 (2002).
14. T. Kontos, M. Aprili, J. Lesueur, F. Genet, B. Stephanidis, and R. Boursier, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 137007 (2002).
15. A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, and Ya. V. Fominov, *Письма в ЖЭТФ* **75**, 709 (2002) [*JETP Lett.* **75**, 588 (2002)].
16. A. Cottet, *Phys. Rev. B* **76**, 224505 (2007).
17. D. Yoshizaki, A. A. Golubov, Y. Tanaka, and Y. Asano, *Jpn. J. Appl. Phys.* **51**, 010108 (2012).
18. V. N. Krivoruchko and E. A. Koshina, *Phys. Rev. B* **66**, 014521 (2002).
19. W. Guichard, M. Aprili, O. Bourgeois, T. Kontos, J. Lesueur, and P. Gandit, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 167001 (2003).
20. Е. А. Кошина, В. Н. Криворучко, *ФНТ* **29**, 858 (2003) [*Low Temp. Phys.* **29**, 642 (2003)].
21. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, *Phys. Rev. B* **69**, 174504 (2004).
22. F. S. Bergeret, A. Levy Yeyati, and A. Martín-Rodero, *Phys. Rev. B* **72**, 064524 (2005).
23. V. N. Krivoruchko and R. V. Petryuk, *Phys. Rev. B* **66**, 134520 (2002).
24. C. Buzea and T. Yamashita, *Supercond. Sci. Technol.* **14**, 1 (2001) PII:S0953-2048(01)27987-1.
25. A. Y. Liu, I. I. Mazin, and J. Kortus, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 087005 (2001).
26. X. X. Xi, *Rep. Prog. Phys.* **71** 116501 (2008).
27. M. Yu. Kupriyanov, A. Brinkman, and A. A. Golubov, *Phys. Rev. B* **69**, 214407 (2004).
28. Е. А. Кошина, В. Н. Криворучко, *ФНТ* **43**, 754 (2017) [*Low Temp. Phys.* **43**, 602 (2017)].
29. D. Uzadel, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 507 (1970).
30. М. Ю. Куприянов, В. Ф. Лукичев, *ЖЭТФ* **94**, 139 (1988).
31. A. A. Golubov, J. Kortus, O. V. Dolgov, O. Jepsen, Y. Kong, O. K. Andersen, B. J. Gibson, K. Ahn, and R. K. Kremer, *J. Phys.: Condens. Matter* **14**, 1353 (2002).
32. K. Halterman and O. T. Valls, *Phys. Rev. B* **65**, 014509 (2002); *ibid* **69**, 014517 (2004).
33. T. Yokoyama, Y. Tanaka, and A. A. Golubov, *Phys. Rev. B* **73**, 094501 (2006).
34. A. Konstandin, J. Kopu, and M. Eschrig, *Phys. Rev. B* **72**, 140501(R) (2005).
35. L. Yu, *Acta Phys. Sin.* **21**, 75 (1965).
36. H. Shiba, *Prog. Theor. Phys.* **40**, 435 (1968).
37. В. Н. Криворучко, Р. В. Петрюк, *ФНТ* **47**, 1745 (2005) [*Phys. Solid State* **47**, 1814 (2005)].
38. N. W. Ashcroft and N. D. Mermin, *Solid State Physics*, Holt, Rinehart and Winston, New York (1976), Chap. 31.

### Магнітний ефект близькості у структурах багатозонний надпровідник/ферромагнітний метал

О. А. Кошина

Вивчено магнітний ефект близькості в структурах багатозонний надпровідник/ ферромагнітний метал (S/F). У випадку, коли транспортні властивості обох металів відповідають дифузійному типу провідності, на основі аналітичних рішень рівнянь Узаделя, отриманих для окремих значень граничних параметрів, показано, що наведені (близькісні) магнітні характеристики відображають багатозонну структуру надпровідника та суттєво залежать від стану S/F межі для кожної зони

S шару та величини обмінної взаємодії у F шарі. Розглянуто основні прояви індукованого магнетизму для кожної зони S шару поблизу S/F межі: додаткове пригнічення надпровідного параметра порядку обмінним полем, розщеплення квазічас-тинкових станів по спіну, існування локальних станів всередині енергетичної щілини, індуковане намагнічення неспарених електронів в S шарі.

Ключові слова: ефект близькості, гетероструктури над про-відник/ферромагнетик, багатозонний надпро-відник.

### **Magnetic proximity effect in structures of multiband superconductor/ferromagnetic metal**

E. A. Koshina

Magnetic proximity effect in multiband superconductor/ferromagnetic metal (S/F) structures is discussed. In the case when

transport properties of the both metals correspond to a diffusion type of conductivity, on the base of the Usadel equations analytical solutions obtained in some cases of boundary parameters magnitude it is shown that induced (proximity) magnetic characteristics reflect the multiband structure of the superconductor and essentially depend on the S/F boundary parameters for both bands and the F layer exchange interaction magnitude. Main manifestations of the magnetic proximity effect in different bands of the S layer have been considered. Namely: additional suppression of the order parameter near the S/F boundary, spin splitting of the quasiparticle density of states in the S layer, an appearance of local states inside the energy gap of the S layer, and induced magnetization of unpaired electrons in the S layer.

Keywords: proximity effects, superconductor/ferromagnetic hetero-structures, multiband superconductor.