Письма в ЖЭТФ, том 102, вып. 9, с. 670 – 677 © 2015 г. 10 ноября

Эффект близости в многослойных структурах с чередующимися ферромагнитными и нормальными слоями

С. В. Бакурский[+*×], *М. Ю. Куприянов*[+×∇1)], *А. А. Баранов*[×], *А. А. Голубов*[×∘], *Н. В. Кленов*[+*×], *И. И. Соловьев*[+×]

[+]*Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Скобельцына, МГУ им. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

[*]*Физический факультет МГУ им. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

[×]*Московский физико-технический институт (государственный университет), 141700 Долгопрудный, Россия*

[∘]*Faculty of Science and Technology and MESA+, Institute for Nanotechnology, University of Twente, 7500 AE Enschede, Netherlands*

[∇]*Институт физики Казанского (Приволжского) федерального университета, 420008 Казань, Россия*

Поступила в редакцию 10 сентября 2015 г.

Теоретически исследован характер проникновения сверхпроводящих корреляций в многослойные FF..F-, FNFN...FN- и NFNF...NF-структуры, находящиеся в контакте со сверхпроводником с синглетным потенциалом спаривания. В пределе малых толщин слоев получены аналитические выражения для эффективной глубины проникновения сверхпроводимости в такие структуры. При произвольных толщинах проведены численные расчеты, самосогласованно учитывающие подавление сверхпроводимости в сверхпроводнике вследствие эффекта близости. Предложена простая аналитическая зависимость, аппроксимирующая пространственные изменения функций Грина в многослойке. Показано, что наведение сверхпроводимости осуществляется посредством генерации двух параллельно существующих каналов, один из которых характеризуется плавным (как в SN-сэндвичах) спаданием сверхпроводимости, в то время как во втором имеют место затухающие осцилляции (как в SF-структурах).

DOI: 10.7868/S0370274X15210043

Многослойные структуры, состоящие из тонких чередующихся ферромагнитных (F) и нормальных (N) пленок, являются привлекательными материалами для слабой связи джозефсоновских контактов. Наличие нормальных слоев в таком FNFN..FN материале обеспечивает две важные функции.

Они играют роль буфера, который предотвращает взаимную диффузию F-металлов, а также развязывают магнитные подсистемы ферромагнетиков. Последнее позволяет осуществлять изменение направления вектора намагниченности $\mathbf{M}$ в части пленок многослойки, оставляя неизменным направление $\mathbf{M}$ в других ее частях, т.е. реализовать управление критическим током I_C джозефсоновских структур [1–22].

Так, в случае, когда вектора $\mathbf{M}$ ферромагнитных пленок коллинеарны, изменение $\mathbf{M}$ в соседних слоях с параллельного (ферромагнитная ориентация) на антипараллельное (антиферромагнитная ориентация) может привести к существенному уменьшению эффективной обменной энергии H_{ef} в многослойке вплоть до значений, близких к нулю [23–25].

С другой стороны, эффект близости между тонкими N- и F-слоями в многослойке сопровождается перенормировкой [26–29] эффективной обменной энергии H_{ef}, определяющей величину I_C. Так, в простейшем случае FN-сэндвича

$$H_{ef} = H\frac{N_{\mathrm{F}}d_{\mathrm{F}}}{N_{\mathrm{F}}d_{\mathrm{F}} + N_{\mathrm{N}}d_{\mathrm{N}}},\ d_{\mathrm{F}} \ll \xi_H,\ d_{\mathrm{N}} \ll \xi_{\mathrm{N}},$$

где H – обменная энергия F-пленки, $\xi_H = (D_{\mathrm{F}}/2H)^{1/2}$, $\xi_{\mathrm{N}} = (D_{\mathrm{N}}/2\pi T_C)^{1/2}$, $D_{\mathrm{F,N}}$, $N_{\mathrm{N,F}}$, $d_{\mathrm{N,F}}$ – длины когерентности, коэффициенты диффузии, плотности состояний и толщины N- и F-слоев, T_C – критическая температура сверхпроводника (S) в SFNFN..FN-структуре. Физический смысл этой перенормировки очевиден. В FN-двуслойке электрон может проводить некоторое время в N-части структуры, в которой отсутствует спиновое упорядочение. Это эквивалентно воздействию на электроны усредненной по толщине двуслойной FN-структуры эффективной обменной энергии, которое,

1) e-mail: mkupr@pn.sinp.msu.ru

очевидно, меньше величины обменной энергии в ее ферромагнитной части.

Очевидно, что в рассматриваемой SFNFN ... FN-структуре могут быть реализованы оба из описанных выше способов управления величиной ее эффективной энергии. Важно отметить, что соответствующий выбор материалов в многослойке открывает возможность создания “искусственного ферромагнетика”. В ферромагнитной ориентации он характеризуется меньшей (по сравнению с H) эффективной обменной энергией, которая может быть дополнительно уменьшена путем перемагничивания отдельных слоев структуры. Кроме того, например, при использовании F-прослоек разной толщины или F-слоев из различных ферромагнитных металлов, открывается возможность создания искусственного ферромагнетика со значением $H_{ef}(x)$, зависящим от координаты x вдоль направления, перпендикулярного FN-границам.

Ранее эффект близости в многослойных структурах исследовался лишь применительно к задаче о вычислении критической температуры SFSF...SF-структур [30, 31], а также в SFF...FF- и SFNFN...FN-структурах [24] с прозрачными FF-границами. Необходимо, однако, отметить, что проведенные экспериментальные исследования [4–14] однозначно свидетельствуют в пользу существования конечной прозрачности FN-границ, а теоретический анализ [32, 33] доказывает значимость этого параметра для понимания физики протекающих в таких структурах процессов.

Целью данной работы является теоретический анализ эффекта близости в SFNFN...FN-структурах при конечной прозрачности FN-границ для определения эффективных материальных констант искусственного FNFN...FN-ферромагнетика: эффективной обменной энергии H_{eff}, характерной длины проникновения и периода осцилляций сверхпроводящих корреляций, наведенных в этот материал из сверхпроводника с изотропным потенциалом спаривания. Для этого рассмотрим структуру, представленную на рис. 1.

Модель FNFN...FN-структуры. Рассматриваемая структура состоит из массивного сверхпроводника, находящегося в контакте с FNFN...FN-многослойкой. Последняя представляет собой стек, составленный из грязных F- и N-пленок, эффективная константа электрон-фононного взаимодействия в которых равна нулю. В коллинеарной геометрии векторов $\mathbf{M}$ ферромагнитных слоев при сделанных выше предположениях для исследования эффекта близости можно воспользоваться уравнениями Узаделя

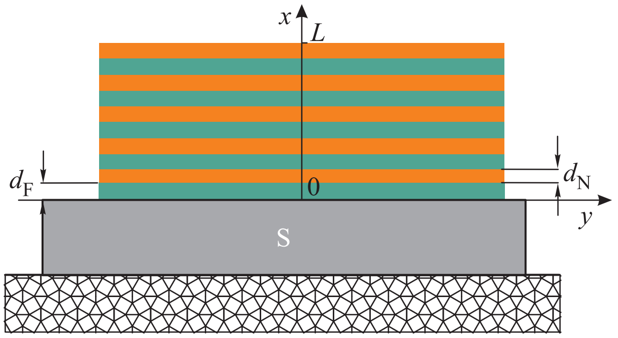

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема рассматриваемой пространственно неоднородной многослойной структуры

[34], которые для модифицированных функций Узаделя [35] представимы в виде

$$\xi_{\mathrm{N}}^2 \frac{\pi T_C}{\omega G_{\mathrm{N}k}} \frac{\partial}{\partial x}\left[G_{\mathrm{N}k}^2 \frac{\partial}{\partial x}\Phi_{\mathrm{N}k}\right] - \Phi_{\mathrm{N}k} = 0, \qquad (1)$$

$$\xi_{\mathrm{F}}^2 \frac{\pi T_C}{\widetilde{\omega}_k G_{\mathrm{F}k}} \frac{\partial}{\partial x}\left[G_{\mathrm{F}k}^2 \frac{\partial}{\partial x}\Phi_{\mathrm{F}k}\right] - \Phi_{\mathrm{F}k} = 0, \qquad (2)$$

$$\Delta \ln\frac{T}{T_C} + \pi T \sum_{\omega=-\infty}^{\infty}\left(\frac{\Delta}{|\omega|} - \frac{1}{\omega}\Phi_{\mathrm{S}} G_{\mathrm{S}}\right) = 0, \qquad (3)$$

где $\omega = \pi T(2n+1)$ – мацубаровские частоты, Φ_{S}, $\Phi_{\mathrm{F}k}$ и $\Phi_{\mathrm{N}k}$ – аномальные функции Грина в S-, F- и N-пленках, $G_{\mathrm{N}k} = \omega/\sqrt{\omega^2 + \Phi_{\mathrm{N}k}(\omega)\Phi_{\mathrm{N}k}^*(-\omega)}$, $G_{\mathrm{F}k} = \widetilde{\omega}_k/\sqrt{\widetilde{\omega}_k^2 + \Phi_{\mathrm{F}k}(\omega)\Phi_{\mathrm{F}k}^*(-\omega)}$, $G_{\mathrm{S}} = \omega/\sqrt{\omega^2 + \Phi_{\mathrm{S}}(\omega)\Phi_{\mathrm{S}}^*(-\omega)}$, $\widetilde{\omega}_k = \omega + iH_k$, H_k – обменная энергия в k-м F-слое, $\xi_{\mathrm{N(F)}} = \sqrt{D_{\mathrm{N(F)}}/2\pi T_C}$ и $D_{\mathrm{N(F)}}$ – длины когерентности и коэффициенты диффузии в N(F)-пленках.

Уравнения Узаделя (1), (2) необходимо дополнить граничными условиями [3]. На SF-границе ($x = 0$) они имеют вид

$$\frac{\xi_{\mathrm{S}} G_{\mathrm{S}}^2}{\omega}\frac{\partial}{\partial x}\Phi_{\mathrm{S}} = \gamma_{\mathrm{S}} \frac{\xi_{\mathrm{F}} G_{\mathrm{F}k}^2}{\widetilde{\omega}_k}\frac{\partial}{\partial x}\Phi_{\mathrm{F}k}, \qquad (4)$$

$$\gamma_{\mathrm{BS}} \frac{\xi_{\mathrm{F}1} G_{\mathrm{F}1}}{\widetilde{\omega}}\frac{\partial}{\partial x}\Phi_{\mathrm{F}1} = -G_{\mathrm{S}}\left(\frac{\Phi_{\mathrm{S}}}{\omega} - \frac{\Phi_{\mathrm{F}1}}{\widetilde{\omega}_1}\right), \qquad (5)$$

где $\gamma_{\mathrm{S}} = \rho_{\mathrm{S}}\xi_{\mathrm{S}}/\rho_{\mathrm{F}}\xi_{\mathrm{F}}$ и $\gamma_{\mathrm{BS}} = R_{\mathrm{BS}}\mathcal{A}_{\mathrm{BS}}/\rho_{\mathrm{F}}\xi_{\mathrm{F}}$ – параметры подавления, R_{BS} и $\mathcal{A}_{\mathrm{BS}}$ – сопротивление и площадь SF-границы, $\rho_{\mathrm{S,F}}$ – удельные сопротивления S- и F-материалов. На NF-границах граничные условия представимы в виде

$$\frac{\xi_{\mathrm{N}} G_{\mathrm{N}k}^2}{\omega}\frac{\partial}{\partial x}\Phi_{\mathrm{N}k} = \gamma \frac{\xi_{\mathrm{F}} G_{\mathrm{F}k}^2}{\widetilde{\omega}_k}\frac{\partial}{\partial x}\Phi_{\mathrm{F}k}, \qquad (6)$$

$$\gamma_{\mathrm{B}} \frac{\xi_{\mathrm{F}} G_{\mathrm{F}k}^2}{\widetilde{\omega}_k}\frac{\partial}{\partial x}\Phi_{\mathrm{F}k} = \frac{\gamma_{\mathrm{B}}}{\gamma}\frac{\xi_{\mathrm{N}} G_{\mathrm{N}k}^2}{\omega}\frac{\partial}{\partial x}\Phi_{\mathrm{N}k} = \qquad (7)$$

$$= \pm G_{\mathrm{F}k} G_{\mathrm{N}k} \left(\frac{\Phi_{\mathrm{N}k}}{\omega} - \frac{\Phi_{\mathrm{F}k}}{\widetilde{\omega}_k} \right),$$

$$\gamma_{\mathrm{B}} = R_{\mathrm{B}} \mathcal{A}_{\mathrm{B}} / \rho_{\mathrm{F}} \xi_{\mathrm{F}}, \quad \gamma = \rho_{\mathrm{N}} \xi_{\mathrm{N}} / \rho_{\mathrm{F}} \xi_{\mathrm{F}}, \tag{8}$$

а на свободной поверхности последнего нормального слоя (т.е. при $x = L = n(d_{\mathrm{F}} + d_{\mathrm{N}})$)

$$\frac{\partial}{\partial x} \Phi_{\mathrm{N}} = 0. \tag{9}$$

Здесь $\gamma = \rho_{\mathrm{N}} \xi_{\mathrm{N}} / \rho_{\mathrm{F}} \xi_{\mathrm{F}}$ и $\gamma_{\mathrm{B}} = R_{\mathrm{B}} \mathcal{A}_{\mathrm{B}} / \rho_{\mathrm{F}} \xi_{\mathrm{F}}$ – параметры подавления, R_{B} и $\mathcal{A}_{\mathrm{B}}$ – сопротивление и площадь FN-границ, ρ_{N} – удельное сопротивление нормальной прослойки. Знак "плюс" в (7) выбирается в том случае, когда реальная часть $\Phi_{\mathrm{F}k}$ превосходит реальную часть $\Phi_{\mathrm{N}k}$, знак "минус" – в противоположном случае.

Функции Φ_{S}, $\Phi_{\mathrm{F}k}$ и $\Phi_{\mathrm{N}k}$, представляющие собой решения граничной задачи (1)–(9), являются комплексными величинами, в то время как параметр порядка Δ в отсутствие протекающего по сверхпроводнику тока является реальной функцией. Учитывая это обстоятельство, из уравнения самосогласования (3) и граничных условий (6), (7) нетрудно получить следующие условия симметрии:

$$\Phi_{\mathrm{S}}(\omega) = \Phi_{\mathrm{S}}^*(-\omega), \tag{10}$$

$$\Phi_{\mathrm{F}k,\mathrm{N}k}(\omega) = \Phi_{\mathrm{F}k,\mathrm{N}k}^*(-\omega), \tag{11}$$

позволяющие искать решения лишь для положительных ω.

Аналитические результаты. Решение краевой задачи (1)–(9) заметно упрощается в случае, когда можно пренебречь подавлением сверхпроводимости в S-электроде, а в FNFN...FN-многослойке аномальные функции Грина малы, так что в соотношениях (1)–(9) можно положить $G_{\mathrm{F}k} = 1$, $G_{\mathrm{N}k} = 1$, $\Phi_{\mathrm{S}} = \Delta$ и $G_{\mathrm{S}} = \omega / (\omega^2 + \Delta^2)^{1/2}$. Будем также считать, что все нормальные слои одинаковы, а ферромагнитные отличаются лишь величинами обменной энергии, и рассмотрим наиболее интересный с практической точки зрения случай, когда толщины пленок d_{N} и d_{F} малы:

$$d_{\mathrm{N}} \ll \xi_{\mathrm{N}}, \ \frac{d_{\mathrm{N}}}{\xi_{\mathrm{N}}} \ll \frac{\gamma_{\mathrm{B}}}{\gamma} \ll \frac{\xi_{\mathrm{N}}}{\Omega d_{\mathrm{N}}}, \tag{12}$$

$$d_{\mathrm{F}} \ll \xi_{\mathrm{F}} \sqrt{\widetilde{\Omega}_k}, \ \frac{d_{\mathrm{F}}}{\xi_{\mathrm{F}} \sqrt{\widetilde{\Omega}_k}} \ll \gamma_{\mathrm{B}} \ll \mathrm{Re} \left(\frac{\xi_{\mathrm{F}}}{\widetilde{\Omega}_k d_{\mathrm{F}}} \right), \tag{13}$$

где $\Omega = \omega / \pi T_C$, $\widetilde{\Omega}_k = \widetilde{\omega}_k / \pi T_C$, $\mathrm{Re}(z)$ обозначает реальную часть z. В этом приближении решение уравнений в k-й нормальной пленке, расположенной в области $x_{k-1} = (k-1) d_{\mathrm{N}} + k d_{\mathrm{F}} \le x \le x_k = k(d_{\mathrm{N}} + d_{\mathrm{F}})$, и в граничащем с ней ферромагнитном слое $x_k \le x \le$ $\le x_{k+1} = k(d_{\mathrm{N}} + d_{\mathrm{F}}) + d_{\mathrm{F}}$ (для $F_{k\mathrm{F}}$) представимо в виде

$$F_{k\mathrm{N}} = B_{k\mathrm{N}} \frac{x - x_{k-1}}{\xi_{\mathrm{N}}} + A_{k\mathrm{N}} \left[1 + \frac{\Omega}{2} \left(\frac{x - x_{k-1}}{\xi_{\mathrm{N}}} \right)^2 \right], \tag{14}$$

$$F_{k\mathrm{F}} = B_{k\mathrm{F}} \frac{x - x_{k+1}}{\xi_{\mathrm{F}}} + A_{k\mathrm{F}} \left[1 + \frac{\widetilde{\Omega}_k}{2} \left(\frac{x - x_{k+1}}{\xi_{\mathrm{F}}} \right)^2 \right], \tag{15}$$

где $F_{k\mathrm{F}} = \Phi_{\mathrm{F}} / \widetilde{\omega}$, $F_{k\mathrm{N}} = \Phi_{\mathrm{N}} / \omega$, а постоянные интегрирования $B_{k\mathrm{N}}$, $A_{k\mathrm{N}}$, $B_{k\mathrm{F}}$, $A_{k\mathrm{F}}$ определяются из граничных условий, применяя которые, нетрудно получить рекурсивные соотношения между значениями функций Узаделя на FN ($x = x_{k-1}$) и NF ($x = x_{k+1}$) границах:

$$\frac{F_{k\mathrm{F}}}{F_{k\mathrm{N}}} = p_{\mathrm{N}} + 1 - \cfrac{1}{p_{k+2} + 1 - \cfrac{1}{p_{\mathrm{N}} + 1 - \cfrac{1}{p_{k+3} + 1 - \ldots \frac{1}{p_{\mathrm{N}}}}}}, \tag{16}$$

$$\frac{F_{k\mathrm{N}}}{F_{(k+1)\mathrm{F}}} = p_{k+1} + 1 - \cfrac{1}{p_{\mathrm{N}} + 1 - \cfrac{1}{p_{k+2} + 1 - \cfrac{1}{p_{\mathrm{N}} + 1 - \ldots \frac{1}{p_{\mathrm{N}}}}}}. \tag{17}$$

Здесь

$$p_{\mathrm{N}} = 1 + \Omega \frac{\gamma_{\mathrm{BN}}}{\gamma}, \ p_k = 1 + \widetilde{\Omega}_k \gamma_{\mathrm{BF}}, \ \gamma_{\mathrm{BF}} = \frac{\gamma_{\mathrm{B}} d_{\mathrm{F}}}{\xi_{\mathrm{F}}}, \tag{18}$$

а значения функций Узаделя в граничащей со сверхпроводником ферромагнитной пленке ($F_{1\mathrm{F}}$) и в последнем N-слое (F_{NM}) определяются равенствами

$$F_{1\mathrm{F}} = \frac{\Delta G_{\mathrm{S}}}{\gamma_{\mathrm{BS}} \omega} \left(\frac{\widetilde{\omega}_1}{\pi T_C} \frac{d_{\mathrm{F}}}{\xi_{\mathrm{F}}} + \frac{b}{\gamma_{\mathrm{B}}} + G_{\mathrm{S}} \right)^{-1}, \tag{19}$$

$$b = \left(1 - \cfrac{1}{p_{\mathrm{N}} + 1 - \cfrac{1}{p_{k+1} + 1 - \cfrac{1}{p_{\mathrm{N}} + 1 - \cfrac{1}{p_{k+2} + 1 - \ldots \frac{1}{p_{\mathrm{N}}}}}}} \right), \tag{20}$$

$$F_{\mathrm{NM}} = F_{\mathrm{FM}} p_{\mathrm{N}}^{-1}.$$

Полубесконечная FNFN...FN-структура. Входящие в выражения (16)–(19) цепные дроби легко вычисляются в пределе полубесконечной FNFN...FN-структуры.

Так, в случае, когда структура состоит из одинаковых нормальных пленок ($d_{\mathrm{N}} = d_{\mathrm{F}}$, $\gamma = 1$), параметр b в (19) находится из решения уравнения

$$b = 1 - \frac{1}{p_{\mathrm{N}} + b}$$

и в рассматриваемом приближении равен

$$b = \sqrt{\Omega \gamma_{\mathrm{BN}}}.$$

В результате для $F_{k\mathrm{N}}$ имеем

$$F_{1\mathrm{N}} = \frac{\Delta G_\mathrm{S}}{\gamma_{\mathrm{BS}}\omega}\frac{\gamma_\mathrm{B}}{\sqrt{\Omega\gamma_{\mathrm{BN}}}+\gamma_\mathrm{B}G_\mathrm{S}},$$

$$F_{k\mathrm{N}} = F_{1\mathrm{N}}\left(1+\sqrt{\Omega\gamma_{\mathrm{BN}}}\right)^{-k}. \qquad (21)$$

Последнее из равенств можно переписать в виде

$$F_{k\mathrm{N}} = F_{1\mathrm{N}}\exp\left[-k\ln\left(1+\sqrt{\Omega\gamma_{\mathrm{BN}}}\right)\right]. \qquad (22)$$

Учитывая, что в силу неравенства (12) аргумент логарифма в (22) близок к единице, мы можем упростить (22):

$$F_{\mathrm{N}k} = F_{1\mathrm{N}}\exp\left(-k\sqrt{\Omega\gamma_{\mathrm{BN}}}\right),$$

и переписать его в виде

$$F_{\mathrm{N}k} = F_{1\mathrm{N}}\exp\left(-\frac{x}{\xi_{\mathrm{eff}}}\right), \qquad (23)$$

где $x = kd_\mathrm{N}$ – координата k-го NN-интерфейса, а

$$\xi_{\mathrm{eff}} = \frac{d_\mathrm{N}}{\sqrt{\Omega\gamma_{\mathrm{BN}}}} = \sqrt{\frac{d_\mathrm{N}\xi_\mathrm{N}}{\Omega\gamma_\mathrm{B}}} \qquad (24)$$

есть эффективная длина когерентности, определяющая пространственный масштаб затухания сверхпроводящих корреляций в рассматриваемом случае.

В случае, когда FNFN...FN-структура состоит из идентичных N- и F-слоев $\widetilde{\Omega}_k = \widetilde{\Omega}$, $p_k = p_\mathrm{F} = 1+\widetilde{\Omega}\gamma_{\mathrm{BF}}$ в ферромагнитной ориентации векторов намагниченности, параметр b есть решение уравнения

$$b = 1 - \frac{1}{p_\mathrm{N}+1-\frac{1}{p_\mathrm{F}+b}}.$$

С учетом неравенств (12), (13) это решение представимо в виде

$$b = \sqrt{\frac{\widetilde{\Omega}\gamma_{\mathrm{BF}}+\Omega\frac{\gamma_{\mathrm{BN}}}{\gamma}}{2}}. \qquad (25)$$

Подставляя (25) в (19), для $F_{1\mathrm{F}}$ имеем

$$F_{1\mathrm{F}} = \frac{\Delta G_\mathrm{S}\gamma_\mathrm{B}}{\gamma_{\mathrm{BS}}\omega}\left(\sqrt{\frac{\widetilde{\Omega}\gamma_{\mathrm{BF}}+\Omega\frac{\gamma_{\mathrm{BN}}}{\gamma}}{2}}+\gamma_\mathrm{B}G_\mathrm{S}\right)^{-1}. \qquad (26)$$

Все остальные функции могут быть определены с использованием рекурсивных формул (16), (17):

$$F_{k\mathrm{N}} = F_{k\mathrm{F}}\left(p_\mathrm{N}+1-\frac{1}{p_\mathrm{F}+b}\right)^{-1}, \qquad (27)$$

$$F_{(k+1)\mathrm{F}} = F_{k\mathrm{N}}\left(p_\mathrm{F}+b\right)^{-1}. \qquad (28)$$

В полной аналогии с (23) для значения функций Узаделя $F_{(k+1)\mathrm{N}}$ на $(k+1)$-й NF-границе нетрудно получить

$$F_{(k+1)\mathrm{N}} = F_{1\mathrm{F}}\exp\left(-\frac{x}{\xi_{\mathrm{eff}}}\right), \qquad (29)$$

где $x = (k+1)(d_\mathrm{F}+d_\mathrm{N})$, а

$$\xi_{\mathrm{eff}}^{-1} = \frac{\sqrt{2\left(\widetilde{\Omega}\gamma_{\mathrm{BF}}+\Omega\frac{\gamma_{\mathrm{BN}}}{\gamma}\right)}}{d_\mathrm{F}+d_\mathrm{N}}.$$

В случае, когда FNFN...FN-структура состоит из идентичных N- и F-слоев $\widetilde{\Omega}_k = \widetilde{\Omega}$, $p_{2k-1} = p_\mathrm{F} = 1+\widetilde{\Omega}\gamma_{\mathrm{BF}}$, $p_{2k} = p_\mathrm{F}^* = 1+\widetilde{\Omega}^*\gamma_{\mathrm{BF}}$ в антиферромагнитной ориентации векторов намагниченности соседних F-слоев, уравнение для определения параметра b сводится к виду

$$b = 1 - \frac{1}{p_\mathrm{N}+1-\frac{1}{p_\mathrm{F}^*+1-\frac{1}{p_\mathrm{N}+1-\frac{1}{p_\mathrm{F}+b}}}}, \qquad (30)$$

что при учете неравенств (12), (13) дает

$$b = \frac{1}{2}\sqrt{2\Omega\frac{\gamma_{\mathrm{BN}}}{\gamma}+\gamma_{\mathrm{BF}}\left(\widetilde{\Omega}^*+\widetilde{\Omega}\right)}. \qquad (31)$$

Проводя далее преобразования, аналогичные сделанным в двух разобранных выше случаях, для эффективной длины когерентности можно получить выражение

$$\xi_{\mathrm{eff}}^{-1} = \frac{\sqrt{2\Omega\frac{\gamma_{\mathrm{BN}}}{\gamma}+2\gamma_{\mathrm{BF}}\mathrm{Re}(\widetilde{\Omega})}}{2\left(d_\mathrm{F}+d_\mathrm{N}\right)}. \qquad (32)$$

Это выражение легко обобщается на тот случай, когда соседние ферромагнитные слои имеют разные толщины $d_{\mathrm{F}1}$, $d_{\mathrm{F}1}$ и разные значения обменной энергии H_1, H_2:

$$\xi_{\mathrm{eff}}^{-1} = \frac{\sqrt{\left(\frac{2d_\mathrm{N}}{\gamma\xi_\mathrm{N}}+\frac{d_{\mathrm{F}2}+d_{\mathrm{F}1}}{\xi_\mathrm{F}}\right)\gamma_\mathrm{B}\Omega+i\frac{\gamma_\mathrm{B}(d_{\mathrm{F}1}H_1-d_{\mathrm{F}2}H_2)}{\xi_\mathrm{F}}}}{d_{\mathrm{F}1}+d_{\mathrm{F}2}+2d_\mathrm{N}}. \qquad (33)$$

Численные результаты. Краевая задача (1)–(9) решалась численными методами при произвольных значениях параметров с учетом самосогласования параметра порядка в S-электроде. На рис. 1–5 результаты расчетов представлены в виде графиков, иллюстрирующих характер спадания модуля реальной части первой ($\omega = \pi T$, $n = 0$) функции Узаделя $\mathrm{Re}(F_1)$ в многослойной структуре, состоящей из набора слоев нормальных и ферромагнитных материалов. При всех вычислениях для простоты считалось, что слои имеют одинаковые толщины, $\xi_\mathrm{N} = \xi_\mathrm{F} = \xi$, параметры подавления на всех границах одинаковы ($\gamma_\mathrm{S} = \gamma = 1$ и $\gamma_\mathrm{BS} = \gamma_\mathrm{B}$), температура $T = 0.5T_C$.

Кривые на рис. 2 характеризуют спадание сверхпроводящих корреляций в SNN..N-многослойке, со-

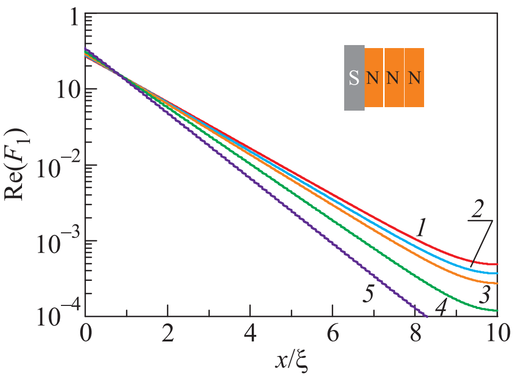

Рис. 2. (Цветной онлайн) Действительная часть функции Грина $\mathrm{Re}(F_1)$ как функция координаты x для различных прозрачностей границ γ_B. Сумма параметров подавления на всех границах $\sum\gamma_\mathrm{B} = 0.1, 1, 2, 5, 10$ для кривых *1–5* соответственно; $H = 0$, $T = 0.5T_C$

стоящей из ста слоев идентичных N-металлов, разделенных границами с одинаковой конечной прозрачностью. При расчетах считалось, что обменное поле в нормальных слоях равно нулю, а толщина отдельного N-слоя $d_\mathrm{N} = 0.1\xi_\mathrm{N}$. Сумма параметров прозрачности по всем границам для кривых, обозначенных на рисунке цифрами *1–5*, составляла $\sum\gamma_\mathrm{B} = 0.1, 1, 2, 5, 10$ соответственно. Видно, что в полном соответствии с (24) эффективная глубина проникновения сверхпроводящих корреляций уменьшается с ростом параметра подавления γ_B. Рис. 3 демонстрирует характер спадания модуля действительной части функции Грина $\mathrm{Re}(F_1)$ при различных наборах материалов многослойной структуры, состоящей только из нормальных слоев (кривая *1*), только из F-пленок в ферромагнитной ориентации (кривая *2*) и антиферромагнитной ориентации (кривая *3*), из чередующихся FN-блоков (кривая *4*) или NF-блоков (кривая *5*) в ферромагнитной ориентации и из чередующихся FNFN-блоков с антиферромагнитной ориентацией образующих блоки ферромагнетиков (кривая *6*). Слои выбраны тонкими ($d_i = 0.1\xi$). Интегральный параметр подавления на их границах $\sum\gamma_\mathrm{B} = 0.3$. Обменное поле в ферромагнетике $H = 10T_C$. Суммарное число слоев $M = 100$. Видно, что в полном соответствии с проведенными выше аналитическими вычислениями при антиферромагнитной ориентации векторов намагничения F-пленок имеет место практически полная компенса-

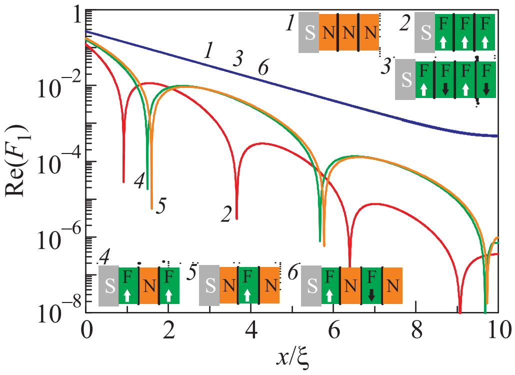

Рис. 3. (Цветной онлайн) Модуль действительной части функции Грина $\mathrm{Re}(F_1)$ как функция координаты x, отсчитываемой от границы со сверхпроводником в глубь многослойной структуры, состоящей из чередующихся нормальных пленок (кривая *1*), F-слоев в ферромагнитной (*2*) и антиферромагнитной (*3*) ориентациях, FN (*4*) и NF (*5*) блоков в ферромагнитной ориентации и FNFN-блоков в антиферромагнитной ориентации векторов намагничения F-слоев (*6*). Расчет проведен для структуры из 100 тонких слоев с толщиной $d_i = 0.1\xi$. Интегральный параметр прозрачности $\sum\gamma_\mathrm{B} = 0.3$, обменное поле в ферромагнетике $H = 10T_C$, температура $T = 0.5T_C$

ция действия обменного поля на куперовские пары, так что характер спадания сверхпроводящих корреляций оказывается таким же, как и в многослойной NN..N-структуре: кривые *1*, *3* и *6* практически совпадают. Кривая *2* иллюстрирует типичные для SF-структур затухающие осцилляции. Кривые *4* и *5* практически совпадают и наглядно показывают, что наличие тонких нормальных прослоек приводит к генерации в структуре эффективного обменного поля $H_\mathrm{eff} < H$, что выражается в увеличении как длины ξ_2 ($\xi_2^{-1} = \mathrm{Im}(\xi_\mathrm{eff}^{-1})$), определяющей период осцилляций, так и характерной длины спадания сверхпроводимости ξ_1 ($\xi_1^{-1} = \mathrm{Re}(\xi_\mathrm{eff}^{-1})$).

Рис. 4 и 5 иллюстрируют процессы в SFF...F-структуре в антиферромагнитной ориентации с увеличением толщины F-пленок. Набор кривых на рис. 4 отвечает разным толщинам магнитных слоев: $d_i = 0.2\xi, 0.5\xi, 0.8\xi, 1\xi, 1.5\xi, 3\xi, 5\xi$ (кривые *1–7* соответственно). Расчет был проведен для $\sum\gamma_\mathrm{B} = 0.3$ и $H = 10T_C$. Видно, что, начиная с толщин $d_i \approx 0.5\xi$, на зависимостях от координаты x модуля действительной части функции Грина $\mathrm{Re}(F_1)$ начинают появляться осцилляции, амплитуда которых нарастает с увеличением толщины пленок. При $d_i \gtrsim 1\xi$ функция $\mathrm{Re}(F_1)$ становится знакопеременной. Эти трансформации свидетельствуют о том, что на куперов-

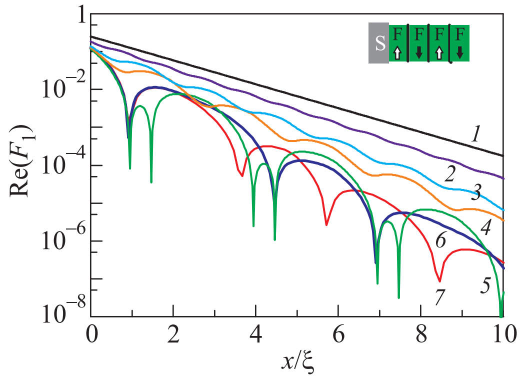

Рис. 4. (Цветной онлайн) Модуль действительной части функции Грина Re(F_1) как функция координаты x, рассчитанный для $\sum \gamma_{\mathrm{B}} = 0.3$, $H = 10T_C$, $T = 0.5T_C$. Кривые *1–7* отвечают структурам с толщинами магнитных слоев $d_i = 0.2\xi, 0.51\xi, 0.8\xi, 1.0\xi, 1.5\xi, 3\xi, 5\xi$ соответственно

ские пары начинает действовать некоторая эффективная обменная энергия.

С целью оценки значений длин когерентности ξ_1 и ξ_2 мы аппроксимировали полученные кривые модельной функцией вида

$$\Psi(x) = \exp\left(-\frac{x}{\xi_1}\right)\left[A + B\cos\left(\frac{x}{\xi_2} + \varphi\right)\right]. \qquad (34)$$

Физически такой подход эквивалентен предположению о существовании двух параллельных каналов наведения сверхпроводимости в рассматриваемой многослойной структуре. Первый из них описывает неосциллирующая часть в (34). Он доминирует при малых толщинах F-пленок, т.е. в том случае, когда вариации направления вектора намагниченности ферромагнетиков происходят в масштабе, существенно меньшем ξ, так что куперовские пары эффективно усредняют действующее на них обменное поле. С ростом d_i этот канал проникновения сверхпроводимости начинает подавляться. Однако даже при $d_i \gtrsim \xi$ всегда могут найтись такие куперовские пары, спаренные электроны в которых находятся в соседних F-пленках, а их спины коллинеарны направлению векторов $\mathbf{M}$ этих пленок.

Второй канал образован куперовскими парами, локализованными в одной из F-пленок. Имеющееся внутри них эффективное обменное поле приводит к параразрушению, механизм которого полностью аналогичен имеющему место в SF-сэндвичах, т.е. он должен описываться осциллирующей затухающей функцией – вторым слагаемым в (34).

Для нахождения входящих в (34) параметров A, B, φ, ξ_1 и ξ_2 мы разработали следующий алгоритм. На первом этапе определялись координаты x_i, $i = 0, 1, \ldots$, экстремумов функций Re(F_1) и из равенств

$$\xi_2 = \frac{x_1 - x_3}{2\pi}, \qquad (35)$$

$$\xi_1 = \frac{2\pi\xi_2}{\ln\left[F(x_1)/F(x_2)\right]} \qquad (36)$$

находились параметры ξ_1 и ξ_2. Учитывая далее то обстоятельство, что в точках экстремумов первая производная функции $\Psi(x)$ обращается в нуль, приходим к следующей связи между параметрами:

$$-\frac{A}{B\sqrt{1+\xi_1/\xi_2}} = \sin\left(\frac{x_i}{\xi_2} + \varphi + \chi\right), \qquad (37)$$

где $\chi = \arccos(\xi_1/\sqrt{\xi_1^2 + \xi_2^2})$. Из (37) для фазы φ имеем

$$\varphi = -\left(\frac{\pi}{2} + \frac{x_1 + x_2}{2\xi_2} + \chi\right). \qquad (38)$$

Учитывая далее, что в точках с координатами $x_{\mathrm{mid}} = (x_1 + x_2)/(2\xi_2) + \chi$ второе слагаемое в $\Psi(x)$ обращается в нуль, приходим к следующему выражению для определения параметра A:

$$A = F(x_{\mathrm{mid}})\exp\left(\frac{x}{\xi_1}\right). \qquad (39)$$

Наконец, последнюю из констант в $\Psi(x)$ можно найти из равенства

$$B = \frac{F(x_0)\exp(\frac{x_0}{\xi_1}) - A}{\cos\left(\frac{x_0}{\xi_2} + \varphi\right)}. \qquad (40)$$

Значения аппроксимационных констант, используемых при фитировании зависимостей Re(F_1), представленных на рис. 5, сведены в табл. 1. Рост толщины отдельного F-слоя структуры сопровождается увеличивающимся затуханием сверхпроводящих корреляций внутри каждого из слоев, что проявляется в уменьшении коэффициента A, отвечающего за "усредненные" свойства структуры, и ростом амплитуды B, отвечающей за процессы в отдельно взятом слое. Роль отдельно взятого слоя прослеживается и в динамике изменений ξ_1 и ξ_2. С ростом d_i имеет место уменьшение ξ_1 (т.е. более быстрое затухание

Таблица 1. Аппроксимационные константы

d_{F}	ξ_1	ξ_2	φ	A	B
0.8	1.032	0.255	−1.853	0.125	−0.031
1.0	0.952	0.318	−1.989	0.101	−0.041
1.5	0.853	0.477	−2.401	0.061	−0.073
3.0	0.788	0.955	−2.773	-0.068	−0.106

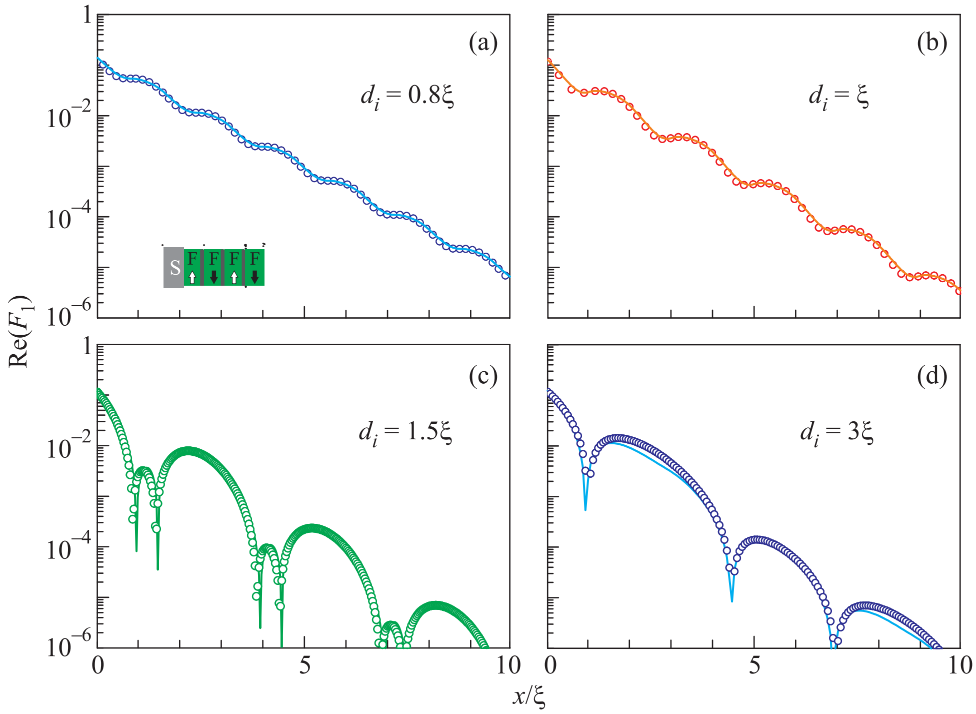

Рис. 5. (Цветной онлайн) Аппроксимация численных самосогласованных расчетов модуля действительной части аномальной функции Грина $\mathrm{Re}(F_1)$ (сплошная линия) модельной функцией (34) (кружки) для SFF...F- гетероструктуры в антиферромагнитной ориентации F-слоев с толщиной $d_i = 0.8\xi$ (a), 1.0ξ (b), 1.5ξ (c), 3.0ξ (d)

сверхпроводимости с координатой x) и возрастание величины ξ_2 от значений, примерно равных удвоенному периоду структуры $2d_i$, до величины, отвечающей значению ξ_2 в первом F-слое. В пределе больших d_i ситуация фактически определяется свойствами первого F-слоя, так что $A \to 0$, ξ_1 и ξ_2 стремятся к соответствующим величинам для первой ферромагнитной пленки, а (34) переходит в известную формулу, моделирующую проникновение сверхпроводимости в SF-сэндич [36–38]. Однако выражение (34) перестает работать раньше, начиная с толщин d_i, превышающих период осцилляций $2\pi\xi_2$ функции $\mathrm{Re}(F_1)$. При выбранных нами параметрах это имеет место при толщинах $d_i \approx 4\xi_1$, начиная с которых на зависимостях $\mathrm{Re}(F_1)(x)$ прослеживаются два различных периода осцилляций.

Таким образом, проведенные нами расчеты доказали, что посредством выбора ферромагнитных и нормальных материалов в многослойных FF...F-, FNFN...FN- и NFNF...NF-структурах можно получить искусственный ферромагнетик с заранее заданными свойствами. Полученные нами выражения для эффективной глубины проникновения сверхпроводящих корреляций в такие структуры позволяют прогнозировать материальные константы искусственных материалов, их изменения, инициированные перемагничиванием отдельных F-слоев, а также предсказывать свойства искусственных материалов, в которых эффективная обменная энергия $H_{\mathrm{eff}}(x)$ может являться функцией координаты x вдоль направления, перпендикулярного границам многослойки.

Важным физическим результатом проведенных исследований является обнаружение двух параллельных каналов проникновения сверхпроводимости в исследуемых структурах. Эту особенность, несомненно, необходимо учитывать при использовании искусственных ферромагнетиков в устройствах современной сверхпроводниковой спинтроники.

Авторы благодарны В.В. Рязанову, В.В. Больгинову, Л.Р. Тагирову, С.Л. Прищепе, А.С. Сидоренко за обсуждение полученных результатов, а также Минобрнауки РФ, РФФИ и Dutch FOM за частичную поддержку проведенных исследований в рамках проектов РФФИ # 14-02-90018-бел_а, 15-32-20362-мол_а_вед, 15-52-10045 КО_а. Аналитические результаты были получены в МФТИ при поддержке гранта РНФ # 15-12-30030. Работа также частично поддержана программой повышения конкурентоспособности Казанского федерального университета среди ведущих мировых научно-образовательных центров и стипендией Президента Российской Федерации.

1. A. I. Buzdin, Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).
2. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, Rev. Mod. Phys. **77**, 1321 (2005).
3. A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, and E. Il'ichev, Rev. Mod. Phys. **76**, 411 (2004).
4. T. Khaire, W. Pratt, and N. O. Birge, Phys. Rev. B **79**, 094523 (2009).
5. J. W. A. Robinson, J. D. S. Witt, and M. G. Blamire, Science **329**, 59 (2010).
6. T. S. Khaire, M. A. Khasawneh, W. P. Pratt, and N. O. Birge, Phys. Rev. Lett. **104**, 137002 (2010).
7. M. A. Khasawneh, T. S. Khaire, C. Klose, W. P. Pratt, Jr., and N. O. Birge, Supercond. Sci. Technol. **24**, 024005 (2011).
8. M. S. Anwar, M. Veldhorst, A. Brinkman, and J. Aarts, Appl. Phys. Lett. **100**, 052602 (2012).
9. M. A. El Qader, R. K. Singh, S. N. Galvin, L. Yu, J. M. Rowell, and N. Newman, Appl. Phys. Lett. **104**, 022602 (2014).
10. B. Baek, W. H. Rippard, S. P. Benz, S. E. Russek, and P. D. Dresselhaus, Nat. Comm. **5**, 3888 (2014).
11. J. W. A. Robinson, N. Banerjee, and M. G. Blamire, Phys. Rev. B **89**, 104505 (2014).
12. A. Iovan, T. Golod, and V. M. Krasnov, Phys. Rev. B **90**, 134514 (2014).
13. N. Banerjee, J. W. A. Robinson, and M. G. Blamire, Nature Comm. **5**, 4771 (2014).
14. B. M. Niedzielski, S. G. Diesch, E. C. Gingrich, Y. Wang, R. Loloee, W. P. Pratt, Jr., and N. O. Birge, IEEE Trans. Appl. Supercond. **24**, 1800307 (2014).
15. M. Alidoust, and K. Halterman, Phys. Rev. B **89**, 195111 (2014).
16. M. Houzet and A. I. Buzdin, Phys. Rev. B **76**, 060504(R) (2007).
17. M. Eschrig, Phys. Today **64**, 43 (2011).
18. A. F. Volkov, F. S. Bergeret, and K. B. Efetov, Phys. Rev. Lett. **90**, 117006 (2003).
19. T. Yu. Karminskaya and M. Yu. Kupriyanov, Pis'ma v ZhETF **85**, 343 (2007) [JETP Lett. **86**, 61 (2007)].
20. T. Yu. Karminskaya, A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, and A. S. Sidorenko, Phys. Rev. B **79**, 214509 (2009).
21. A. V. Samokhvalov, R. I. Shekhter, and A. I. Buzdin, Sci. Rep. **4**, 05671 (2014).
22. I. I. Soloviev, N. V. Klenov, S. V. Bakursky, M. Yu. Kupriyanov, and A. A. Golubov, Pis'ma ZhETF **101**, 258 (2015) [JETP Lett. **101**, 240 (2015)].
23. Ya. M. Blanter and F. W. J. Hekking, Phys. Rev. B **69**, 024525 (2004).
24. A. V. Zaitsev, Pis'ma v ZhETF **90**, 521 (2009) [JETP Lett. **90**, 475 (2009)].
25. A. S. Mel'nikov, A. V. Samokhvalov, S. M. Kuznetsova, and A. I. Buzdin, Phys. Rev. Lett. **109**, 237006 (2012).
26. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, Phys. Rev. Lett. **86**, 3140 (2001).
27. Ya. V. Fominov, N. M. Chtchelkatchev, and A. A. Golubov, Phys. Rev. B **66**, 014507 (2002).
28. T. Yu. Karminskaya and M. Yu. Kupriyanov, Pis'ma v ZhETF **85**, 343 (2007) [JETP Lett. **85**, 286 (2007)].
29. T. E. Golikova, F. Hübler, D. Beckmann, I. E. Batov, T. Yu. Karminskaya, M. Yu. Kupriyanov, A. A. Golubov, and V. V. Ryazanov, Phys. Rev. B **86**, 064416 (2012).
30. V. N. Kushnir and M. Yu. Kupriyanov, JETP Lett. **93**, 539 (2011).
31. V. N. Kushnir, S. L. Prischepa, C. Cirillo, A. Vecchione, C. Attanasio, M. Yu. Kupriyanov, and J. Aarts, Phys. Rev. B **84**, 014507 (2011).
32. T. Yu. Karminskaya, A. A. Golubov, and M. Yu. Kupriyanov, Phys. Rev. B **84**, 064531 (2011).
33. T. Yu. Karminskaya, M. Yu. Kupriyanov, S. L. Prischepa, and A. A. Golubov, Supercond. Sci. Technol. **27**, 075008 (2014).
34. K. D. Usadel, Phys. Rev. Lett. **25**, 507 (1970).
35. M. Yu. Kuprianov and V. F. Lukichev, ZhETF **94**, 139 (1988) [Sov. Phys. JETP **67**, 1163 (1988)].
36. A. I. Buzdin, and M. Yu. Kupriyanov, Pis'ma v ZhETF **53**, 308 (1991) [JETP Lett. **53**, 321 (1991)].
37. A. I. Buzdin and V. V. Ryazanov, Physica C **460**, 238 (2007).
38. S. V. Bakurskiy, A. A. Golubov, N. V. Klenov, M. Yu. Kupriyanov, and I. I. Soloviev, Pis'ma v ZhETF **101**, 863 (2015) [JETP Lett. **101**, 765 (2015)].