УДК 538.945

ТРИПЛЕТНЫЙ ЭФФЕКТ И КРИТИЧЕСКИЕ СОСТОЯНИЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ В МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУРАХ СВЕРХПРОВОДНИК/ФЕРРОМАГНЕТИК

В.Н. КУШНИР

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
П. Бровки, 6, Минск, 220013, Беларусь

Поступила в редакцию 2 декабря 2015

Построено точное матричное решение линеаризованных уравнений диффузионного предела микроскопической теории сверхпроводимости, описывающих критическое состояние многослойных структур сверхпроводник/ферромагнетик при неколлинеарных, компланарных векторах намагниченности ферромагнитных слоев.

Ключевые слова: сверхпроводимость, ферромагнетизм, слоистые структуры, уравнения Узаделя, критическое состояние.

Библиотека БГУИР

Введение

Слоистые структуры сверхпроводник (S)/ферромагнетик (F) являются естественной элементной базой сверхпроводниковой спинтроники, поскольку между S и F системами существует взаимодействие посредством спиновых степеней свободы [1–5]. Управление спиновыми степенями свободы достигается изменением магнитного состояния структуры, что изменяет характеристики ее сверхпроводящего состояния. Если магнитное состояние неоднородно, в структуре индуцируется компонента сверхпроводящего конденсата из триплетных пар электронов с нулевым орбитальным моментом и проекцией полного спина ± 1 (помимо существующих триплетных пар с нулевой проекцией спина) [3]. Триплетная сверхпроводимость детально исследована для двухслойных и трехслойных структур, $F1/S/F2$ и $S/F1/F2$, в диффузионном и в чистом пределе микроскопической теории сверхпроводимости на основе как точных, так и приближенных методов [1–12], и недавно обнаружена на эксперименте [4, 5]. Однако использование триплетного эффекта в устройствах спинтроники на основе трехслойных структур сопряжено со сложными технологическими проблемами – заметный эффект наблюдается в узком диапазоне толщин слоев, что требует очень высокого качества S-F контактов, надежного контроля материальных параметров системы. Названные проблемы нивелируются для многослойных S/F структур, благодаря «спектральным» свойствам их сверхпроводящего состояния [6, 9, 13–19]. Для исследования критического состояния сверхпроводимости многослойных S/F структур ранее был развит точный матричный метод, применимый при условии коллинеарности векторов намагниченности F-слоев [19, 20]. В данной работе в диффузионном пределе микроскопической теории сверхпроводимости построено точное матричное решение уравнений критического состояния S/F структур с неколлинеарными векторами намагниченности, компланарными поверхностям слоев.

Постановка задачи

Координатную плоскость YOZ совмещаем с плоскостью подложки S/F структуры. Вектор обменного поля F-слоев, $\mathbf{h}(x) = E_{ex}\cdot\mathbf{m}(x)$ [2], где $\mathbf{m}(x)$ – единичный вектор, сонаправленный вектору намагниченности, а E_{ex} – обменная энергия, выбираем в виде $(0, E_{ex}\cdot\sin\theta(x), E_{ex}\cdot\cos\theta(x))$. Полагаем, что угол $\theta(x)$, задающий направление магнитного момента, фиксирован в каждом

F-слое. Сверхпроводящее состояние в диффузионном пределе микроскопической теории сверхпроводимости описывается узаделевской аномальной функцией Грина [21], которую можно записать в матричной форме [1–3]:

$$\mathcal{F}_\omega(\mathbf{r}) = \left(F_{0,\omega}\sigma_0 + F_{12,\omega}\sigma_2 + F_{13,\omega}\sigma_3\right)\sigma_3 \equiv \left(F_{0,\omega}\sigma_0 + \mathbf{F}_{1,\omega}\,\boldsymbol{\sigma}\right)\sigma_3. \quad (1)$$

Здесь σ_1, σ_2, σ_3 – матрицы Паули, σ_0 – единичная 2×2 матрица, $\omega \equiv \omega_n = \pi k_B T(2n + 1)$ – мацубаровские частоты ($n = 0, \pm1, \pm2,\ldots$); $F_{0\omega}$ и $F_{12,\omega}$, $F_{13,\omega}$ – соответственно, синглетная и триплетные составляющие функции $\mathcal{F}_\omega$, которые выражаются через компоненты аномальной функции Грина в спиновом пространстве следующим образом: $F_0 = (1/2)\,(F_{\uparrow\downarrow} - F_{\downarrow\uparrow})$, $F_{13} = (1/2)(F_{\uparrow\downarrow} + F_{\downarrow\uparrow})$, $F_{12} = F_{\downarrow\downarrow} = F_{\uparrow\uparrow}$.

Функции критического состояния S/F структуры удовлетворяют уравнениям [1–3]

$$\begin{cases} \left(-\dfrac{D_S}{2}\partial_x^2 + |\omega|\right)F_{0,\omega}(x) = \Delta(x) \\ \left(-\dfrac{D_S}{2}\partial_x^2 + |\omega|\right)\mathbf{F}_{1,\omega}(x) = \mathbf{0} \end{cases}, \quad x \in I_S, \quad (2.1)$$

$$\begin{cases} \left(-\dfrac{D_F}{2}\partial_x^2 + |\omega|\right)F_{0,\omega}(x) + i\,\mathrm{sgn}(\omega)(\mathbf{h}(x), \mathbf{F}_{1,\omega}(x)) = 0 \\ \left(-\dfrac{D_F}{2}\partial_x^2 + |\omega|\right)\mathbf{F}_{1,\omega}(x) + i\,\mathrm{sgn}(\omega)\mathbf{h}(x)F_{0,\omega}(x) = \mathbf{0} \end{cases}, \quad x \in I_F, \quad (2.2)$$

$$\Delta(x) = \pi k_B T \lambda \sum_\omega F_{0,\omega}(x), (x \in I_S). \quad (2.3)$$

Здесь D_S, D_F – постоянные диффузии электронов в сверхпроводящих и ферромагнитных слоях, соответственно; $\Delta(x)$ – параметр порядка, равный нулю в F-слоях, λ – константа эффективного электрон-электронного взаимодействия; I_S, I_F – области S и F слоев, соответственно. Легко видеть, что решением систем (2.1)–(2.3) являются частотно-четные функции $F_{0\omega}$, и частотно-нечетные функции $\mathbf{F}_{1,\omega}$, так что систему переписываем в виде

$$\begin{cases} \left(-\xi_S{}^2\partial_x^2 + t(2n+1)\right)F_{0,n}(x) = 2t\lambda\sum\limits_{n=0}^{n_c} F_{0,n}(x) \\ \left(-\xi_S{}^2\partial_x^2 + t(2n+1)\right)\mathbf{F}_{1,n}(x) = \mathbf{0} \end{cases} \quad (n = 0,1,\ldots,n_c) \quad x \in I_S, \quad (3.1)$$

$$\begin{cases} \left(-\xi_F{}^2\partial_x^2 + t(2n+1)\right)F_{0,n}(x) + 2i\dfrac{\xi_F{}^2}{\zeta_F{}^2}(\mathbf{m}(x), \mathbf{F}_{1,n}(x)) = 0 \\ \left(-\xi_F{}^2\partial_x^2 + t(2n+1)\right)\mathbf{F}_{1,n}(x) + 2i\dfrac{\xi_F{}^2}{\zeta_F{}^2}\mathbf{m}(x)F_{0,n}(x) = \mathbf{0} \end{cases} \quad (n = 0,1,\ldots,n_c) \quad x \in I_F. \quad (3.2)$$

В (3.1), (3.2) использованы обозначения: $\xi_{S(F)} = \sqrt{\hbar D_{S(F)}/2\pi k_B T_S}$ – длины когерентности в $S(F)$ слоях, где T_S – критическая температура массивного сверхпроводника; $\zeta_F = \sqrt{\hbar D_F / E_{ex}}$ – характерная длина затухания функции состояния в F слое; $t = T/T_S$, $n_c \equiv n_c(T)$ есть целая часть выражения $((\hbar\omega_c/2\pi k_B T) - 0{,}5)$, где ω_c – параметр обрезания по мацубаровским частотам.

Системы уравнений (3.1), (3.2) дополняются условиями на границах $x = 0$ и $x = L$,

$$\partial_x F_{0,n}(0) = \partial_x F_{0,n}(L) = 0,\ \partial_x \mathbf{F}_{1,n}(0) = \partial_x \mathbf{F}_{1,n}(L) = \mathbf{0}, \quad (4)$$

и условиями сшивания Куприянова – Лукичева на S-F контактах [22]:

$$\begin{aligned} &\rho^{-1}(x_i + 0)\partial_x F_{0,n}(x_i + 0) = \rho^{-1}(x_i - 0)\partial_x F_{0,n}(x_i - 0), \\ &F_{0,n}(x_i + 0) = F_{0,n}(x_i - 0) + \frac{\rho_F}{\rho(x_i - 0)}\frac{2\ell_F}{3t_F}\partial_x F_{0,n}(x_i - 0) \end{aligned} \quad (5)$$

Библиотека БГУИР

для синглетной составляющей, и точно такими же условиями для триплетных составляющих функции состояния.

В формуле (5) ступенчатая функция $\rho(x) = \rho_S$, если $x \in I_S$ и $\rho(x) = \rho_F$, если $x \in I_F$, где ρ_S и ρ_F – нормальные низкотемпературные удельные сопротивления *S* и *F* слоев, соответственно; $\boldsymbol{\ell}_F$ – длина свободного пробега электронов в ферромагнитном материале, $\boldsymbol{t}_F$ – параметр квантовомеханической прозрачности *S-F* контакта [23].

В частных случаях $\theta(x) \equiv 0$ либо $\theta(x) \equiv \mathrm{const}$, в уравнениях (3) исчезает триплетная составляющая с проекциями спина ± 1 и остается компонента $(1/2)(F_{\uparrow\downarrow} + F_{\downarrow\uparrow})$ (в случае $\theta(x) \equiv \mathrm{const}$ ось квантования спина можно направить вдоль $\mathfrak{m}$). Эта триплетная составляющая сверхпроводящего конденсата в *S*/*F* структурах всегда существует и проявляется, например, слабыми противотоками, протекающими в ферромагнитных слоях многослойной структуры при включении транспортного тока [19, 20].

Матричное решение уравнений Узаделя

Граничную задачу (4) для системы ОДУ (3), (5) решаем матричным методом [19, 20], принимая направление вектора намагниченности кусочно-постоянным, $\mathbf{m}(x) = \mathbf{m}_j$ для *j*-го ферромагнитного слоя. В соответствии со стандартной процедурой, образуем из функций $F_{0,n}(x)$ столбцы $\boldsymbol{\Phi}_0(x) = \left(F_{0,0}(x)\; F_{0,1}(x) \ldots F_{0,n_c}(x)\right)^{\mathrm{tr}}$, и из функций $F_{12,n}(x)$, $F_{13,n}(x)$ – столбцы $\boldsymbol{\Phi}_1(x)$, $\boldsymbol{\Phi}_2(x)$, соответственно. Далее определяем вектор-функцию сверхпроводящего состояния $\mathbf{Y}(x) = \boldsymbol{\Phi}_0 \oplus \boldsymbol{\Phi}_0' \oplus \boldsymbol{\Phi}_1 \oplus \boldsymbol{\Phi}_1' \oplus \boldsymbol{\Phi}_2 \oplus \boldsymbol{\Phi}_2'$ и записываем формальное решение задачи Коши с начальным условием $\mathbf{Y}(0) = \mathbf{Y}_0$

$$\mathbf{Y}(x) = \mathcal{R}(x)\, \mathbf{Y}_0\,, \qquad (6)$$

где $\mathcal{R}(x)$ – матрицант (матрица канонической системы фундаментальных решений) [24].

Подстановка в (6) граничных условий приводит к однородной системе $3{\times}(n_c{+}1)$ линейных алгебраических уравнений

$$\mathcal{R}_{246,135}(L)\, \boldsymbol{\Phi}(0) = \mathbf{0}, \qquad (7)$$

где матрица $\mathcal{R}_{246,135}(x)$ получена из $\mathcal{R}(x)$ вычеркиванием строк, соответствующих функциям $\boldsymbol{\Phi}_0(x)$, $\boldsymbol{\Phi}_1(x)$, $\boldsymbol{\Phi}_2(x)$, и вычеркиванием столбцов, соответствующих их производным.

Из условия существования нетривиального решения (7) следует характеристическое уравнение

$$\det[\mathcal{R}_{246,135}(L)] = 0. \qquad (8)$$

Его корнями являются собственные критические температуры, которым соответствуют собственные вектор-функции состояний, полученные в результате решения системы (7).

Матрицант $\mathcal{R}(x)$ вычисляем, пользуясь рекуррентными соотношениями

$$\mathcal{R}(x) = \mathfrak{S}(x - x_i)\, \mathfrak{P}_{SF}\, \mathcal{R}(x_i) = \mathfrak{S}(x - x_i)\, \mathfrak{P}_{SF}\, \mathfrak{M}^{\alpha}(x - x_{i-1})\, \mathfrak{P}_{FS}\, \mathcal{R}(x_{i-1}) = \ldots, \qquad (9.1)$$

если x принадлежит *S*-слою с левой граничной плоскостью $x = x_i$, и

$$\mathcal{R}(x) = \mathfrak{M}^{\alpha}(x - x_j)\, \mathfrak{P}_{FS}\, \mathcal{R}(x_j) = \mathfrak{M}^{\alpha}(x - x_j)\, \mathfrak{P}_{FS}\, \mathfrak{S}(x - x_{j-1})\, \mathfrak{P}_{SF}\, \mathcal{R}(x_{j-1}) = \ldots, \qquad (9.2)$$

если x принадлежит *F*-слою с левой граничной плоскостью $x = x_j$.

В (9.1), (9.2) $\mathfrak{S}(x)$, $\mathfrak{M}^{\alpha}(x)$ – матрицанты системы ОДУ (3.1) и (3.2), соответственно, и $\mathfrak{P}_{FS}$, $\mathfrak{P}_{SF}$ – матрицы условий на *S-F* контакте.

Матрицанты слоев и матрицы контактных условий

В соответствии с (3.1), матрицант *S*-слоя имеет следующую форму:

Библиотека БГУИР

$$\mathfrak{S}(x) = \begin{pmatrix} S^{+}(x) & \mathbf{0} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & S^{-}(x) & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{0} & S^{-}(x) \end{pmatrix}, \tag{10}$$

где $S^{+}(x)$, $S^{-}(x)$ определены в [20], (гл. 2).

Точно так же матрица условий на S-F контакте

$$\mathfrak{P}_{FS(SF)} = \begin{pmatrix} \mathcal{P}_{FS(SF)} & \mathbf{0} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathcal{P}_{FS(SF)} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathcal{P}_{FS(SF)} \end{pmatrix} \tag{11}$$

есть результат добавления третьего диагонального блока $\mathcal{P}_{FS(SF)}$ в матрицу $\mathfrak{P}_{FS(SF)}$, приведенную в [20] (матрица $\mathfrak{P}_{SF(FS)}$ отображает решение $\mathbf{Y}(z)$ из $F(S)$-слоя в $S(F)$-слой).

Выполним в (3.2) замену переменных (преобразование вращения)

$$\begin{aligned} \Psi_{1,n} &= F_{13,n}\cos\theta + F_{12,n}\sin\theta \\ \Psi_{2,n} &= -F_{13,n}\sin\theta + F_{12,n}\cos\theta \end{aligned}. \tag{12}$$

Тогда система (3.2) преобразуется к виду

$$\begin{cases} \left(-\xi_F{}^2\partial_x^2 + t(2n+1)\right)\Phi_{0,n}(x) + 2i\left(\xi_F/\zeta_F\right)^2\Psi_{1,n}(x) = 0 \\ \left(-\xi_F{}^2\partial_x^2 + t(2n+1)\right)\Psi_{1,n}(x) + 2i\left(\xi_F/\zeta_F\right)^2\Phi_{0,n}(x) = 0 \qquad (n = 0,1,\ldots,n_c) \quad x \in I_F \\ \left(-\xi_F{}^2\partial_x^2 + t(2n+1)\right)\Psi_{2,n}(x) = 0 \end{cases}. \tag{13}$$

Видим, что (13) состоит из подсистемы, образованной первыми двумя уравнениями и независимого от нее третьего уравнения. Матрицант подсистемы, включающей первые два уравнения, приведен в [20]; в результате полный матрицант системы (13) записывается в виде

$$\mathfrak{M}(x) = \begin{pmatrix} \mathrm{Re}\left(\mathcal{M}(x)\right) & i\,\mathrm{Im}\left(\mathcal{M}(x)\right) & \mathbf{0} \\ i\,\mathrm{Im}\left(\mathcal{M}(x)\right) & \mathrm{Re}\left(\mathcal{M}(x)\right) & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathcal{N}(x) \end{pmatrix}. \tag{14}$$

Здесь $\mathcal{M}(x)$, $\mathcal{N}(x)$ – $2(n_c+1)\times 2(n_c+1)$-размерные матрицы-функции, из них $\mathcal{M}(x)$ определена в [20], а $\mathcal{N}(x)$ имеет вид

$$\mathcal{N}(x) = \begin{pmatrix} \mathrm{diag}\left[\mathrm{ch}\left(\dfrac{x\sqrt{t(2n+1)}}{\xi_F}\right)\right] & \mathrm{diag}\left[\dfrac{\xi_F}{\sqrt{t(2n+1)}}\,\mathrm{sh}\left(\dfrac{x\sqrt{t(2n+1)}}{\xi_F}\right)\right] \\ \mathrm{diag}\left[\dfrac{\sqrt{t(2n+1)}}{\xi_F}\,\mathrm{sh}\left(\dfrac{x\sqrt{t(2n+1)}}{\xi_F}\right)\right] & \mathrm{diag}\left[\mathrm{ch}\left(\dfrac{x\sqrt{t(2n+1)}}{\xi_F}\right)\right] \end{pmatrix}, \tag{15}$$

где $\mathrm{diag}[a_n]$ – диагональная матрица с элементами a_n ($n = 0,1,\ldots,n_c$) вдоль главной диагонали.

Таким образом, для каждого j-го F-слоя имеем матрицант, $\mathfrak{M}(x - x_j)$, системы уравнений (13), не зависящий от угла θ. По найденной матрице $\mathfrak{M}(x - x_j)$ легко получить решение задачи Коши, $\mathbf{Y}(x_j) = \mathbf{Y}_j$, для исходной системы уравнений (3.2), описывающей сверхпроводящее состояние j-го F-слоя. Для этого вначале преобразуем, в соответствии с (12), вектор $\mathbf{Y}_j$ в начальный вектор, $\mathbf{Y}_j^{\theta} = \mathbf{\Phi}_0 \oplus \mathbf{\Phi}_0' \oplus \mathbf{\Psi}_1 \oplus \mathbf{\Psi}_1' \oplus \mathbf{\Psi}_2 \oplus \mathbf{\Psi}_2'$, для системы (13):

$$\mathbf{Y}_j^{\theta} = \begin{pmatrix} \mathbf{1} & \mathbf{0} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{1}\cdot\cos\theta_j & \mathbf{1}\cdot\sin\theta_j \\ \mathbf{0} & -\mathbf{1}\cdot\sin\theta_j & \mathbf{1}\cdot\cos\theta_j \end{pmatrix}\mathbf{Y}_j \equiv \mathcal{U}(\theta_j)\mathbf{Y}_j, \tag{16}$$

Библиотека БГУИР

где **1** – единичная матрица размерности $2(n_c+1)$.

Далее по начальному вектору $\mathbf{Y}_j^{\theta}$ находим решение $\mathbf{Y}^{\theta}(x)$ системы (13) в области j-го F-слоя, $I_{F,j}$, $\mathbf{Y}^{\theta}(x) = \mathfrak{M}(x - x_j)\mathbf{Y}_j^{\theta}$, и, совершая обратное вращение, имеем искомый вектор

$$\mathbf{Y}(x) = \mathcal{U}(-\theta_j)\, \mathfrak{M}(x - x_j)\mathcal{U}(\theta_j)\mathbf{Y}_j\ (x \in I_{F,j}). \tag{17}$$

Из (17) следует выражение для матрицанта F-слоя, $\mathfrak{M}_j^{\theta}(x)$,

$$\mathfrak{M}_j^{\theta}(x) = \mathcal{U}(-\theta_j)\mathfrak{M}(x\text{-}x_j)\mathcal{U}(\theta_j). \tag{18}$$

Таким образом, формулой (18) выражается простой математический смысл триплетного эффекта. Используя (18), запишем выражения для матрицантов элементарных структур, $F0/S/F$ и $S/F0/F$. В первом случае имеем

$$\mathcal{R}(x) = \mathfrak{M}(x)\mathfrak{P}_{FS}\mathfrak{S}(x - d_{F0})\, \mathfrak{P}_{SF}\, \mathcal{U}(-\theta)\mathfrak{M}(x - d_{F0} - d_S)\mathcal{U}(\theta), \tag{19}$$

где d_{F0} и d_S – толщины слоев $F0$ и S, соответственно, а во втором, в приближении полностью прозрачной границы между слоями $F0$ и F, получим

$$\mathcal{R}(x) = \mathfrak{S}(x - d_{F0})\, \mathfrak{P}_{SF}\, \mathfrak{M}(x)\, \mathcal{U}(-\theta)\mathfrak{M}(x - d_{F0} - d_S)\mathcal{U}(\theta). \tag{20}$$

Численный пример

Рассмотрим 5-бислойную S/F структуру с тонким центральным S-слоем, для которой ранее рассчитывался спин-вентильный эффект [18]. Все S-слои структуры, за исключением центрального, имеют толщину $d_S \approx 4{,}7\xi_S$ (примерно 27 нм); для толщин центрального S-слоя и F-слоев примем значение $d = d_F = \zeta_F = 0{,}5\xi_S$ (около 3 нм). Рассчитываем критическую температуру при одновременном повороте магнитных моментов четных F-слоев на угол θ из начального состояния с ферромагнитным упорядочением (каждый F-слой характеризуется магнитным моментом $\mathbf{M}_0$). В конечном состоянии, $\theta = \pi$, в структуре устанавливается антиферромагнитный порядок (AF) (магнитные моменты соседних F-слоев, $\mathbf{M}_j = \pm\mathbf{M}_0$, антипараллельны). Рассчитанная зависимость $T_c(\theta)$ представлена на рис. 1. Кроме того, на рис. 1 приведены характеристики структуры $T_{c0,F}(d)$, $T_{c1,F}(d)$ и $T_{c,AF}(d)$ с ферромагнитным и антиферромагнитным упорядочением моментов $\mathbf{M}_j$. В первом случае при толщине $d \approx 2{,}65\xi_S$ происходит кроссовер состояний с симметричной и антисимметричной синглетной составляющей конденсатной волновой функции (им соответствуют критические температуры $T_{c0,F}$ и $T_{c1,F}$). Следовательно, при вращении магнитных моментов структура переходит из π-состояния с ферромагнитным упорядочением моментов (треугольник на графике $T_{c1,F}(d)$) в 0-состояние с антиферромагнитным порядком (треугольник на графике $T_{c,AF}(d)$). Более подробно этот переход совершается следующим образом (рис. 1). При увеличении угла θ от нуля до значения $\theta^{cr} \approx 84°$ синглетная составляющая функции состояния остается антисимметричной, при этом критическая температура убывает. В точке θ^{cr} происходит кроссовер – система переходит в состояние с симметричной синглетной составляющей, что отражается резким возрастанием T_c. Для иллюстрации на рис. 2 приведены графики функций состояния, рассчитанные для трех значений угла θ: 0°, 105°, 180°.

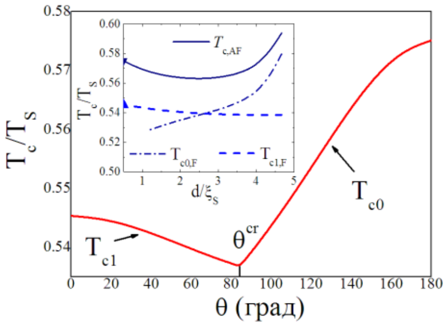

Рис. 1. Зависимость критической температуры структуры $5[F/S]/F$ от угла между магнитными моментами четных и нечетных F-слоев. На вставке: критические температуры ферромагнитного (F) и антиферромагнитного (AF) состояний структуры в зависимости от толщины центрального S-слоя

Библиотека БГУИР

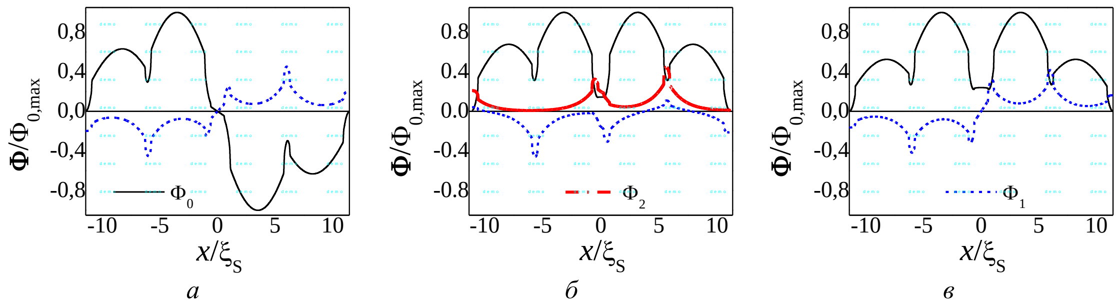

Рис. 2. Функции критического состояния структуры 5[*F*/*S*]/*F* для трех значений угла между магнитными моментами четных и нечетных *F*-слоев: $\theta = 0°$ (*а*), $\theta = 105°$ (*б*), $\theta = 180°$ (*в*)

Заключение

В данной работе впервые построено точное матричное решение линеаризованных уравнений Узаделя, позволяющее анализировать критическое состояние многослойных структур сверхпроводник/ферромагнетик при неколлинеарных, компланарных векторах намагниченности, и без ограничения на количество бислоев.

TRIPLET EFFECT AND THE SUPERCONDUCTIVITY STATES IN THE MULTILAYERED SUPERCONDUCTOR/FERROMAGNET STRUCTURES

V.N. KUSHNIR

Abstract

The precise matrix solution of the linearized Usadel equations for the multilayered Superconductor/Ferromagnet structures has given for arbitrary in-plane magnetization vectors of ferromagnet layers and an arbitrary layer number.

Keywords: superconductivity, ferromagnetism, multilayered structures, Usadel equations, critical condition.

Список литературы

1. *Golubov A.A., Kupriyanov M.Yu., Il'ichev E.* // Rev. Mod. Phys. 2004. Vol. 76. P. 411–469.
2. *Buzdin A. I.* // Rev. Mod. Phys. 2005. Vol. 77. P. 935–976.
3. *Bergeret F.S., Volkov A.F., Efetov K.B.* // Rev. Mod. Phys. 2005. Vol. 77. P. 1321–1373.
4. *Кушнир В.Н., Прищепа С.Л.* // Вестник Фонда фундаментальных исследований. 2011. № 1/11. С. 101–120.
5. *Кушнир В.Н., Прищепа С.Л.* // Вестник Фонда фундаментальных исследований. 2015. № 2/15. С. 165–192.
6. *Bergeret F.S., Volkov A.F., Efetov K.B.* // Phys. Rev. B 2003. Vol. 68, № 6. P. 064513 (1–14).
7. *Fominov Ya.V., Golubov A.A., Kupriyanov M.Yu.* // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77, № 9. С. 609–614.
8. *Eschrig M., Kopu J., Konstandin A. et al.* // Advances in Solid State Physics (book series). Vol. 44. / Ed. B. Kramer. Springer-Verlag Berlin Heidelberg. 2004. P. 533–546.
9. *Löfwander T., Champel T., Durst J. Eschrig M.* // Phys. Rev. Lett. 2005. Vol. 95. P. 187003 (1–4).
10. *Halterman K., Barsic P.H., Valls O.T.* // Phys. Rev. Lett. 2007. Vol. 99. P. 127002 (1–4).
11. *Fominov Ya.V., Golubov A.A., Karminskaya T.Yu. et al.* // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 91, № 6. С. 329–333.
12. *Wu C.-T., Valls O.T., Halterman K.* // Phys. Rev. B. 2012. Vol. 86. P. 014523 (1–13).
13. *Карминская Т.Ю., Куприянов М.Ю., Голубов А.А.* // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 87, № 10. С. 657–663.
14. *Karminskaya T.Yu., Golubov A.A., Kupriyanov M.Yu.* // Phys. Rev. B. 2011. Vol. 84. P. 064531 (1–5).
15. *Proshin Yu.N., Izyumov Yu.A., Khusainov M.G.* // Phys. Rev. B. 2001. Vol. 64. P. 064522 (1–5).
16. *Proshin Yu.N., Zimin A., Fazleev N.G. et al.* // Phys. Rev. B. 2006. Vol. 73. P. 184514 (1–12).
17. *Karminskaya T.Y., Kupriyanov M.Y.* // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 86, № 1. С. 65–70.
18. *Кушнир В.Н.* // Докл. БГУИР. 2013. № 8 (78). С. 40–47.
19. *Кушнир В.Н., Куприянов М.Ю.* // Письма в ЖЭТФ. 2011. Т. 93, № 9. С. 597–602.
20. *Кушнир В.Н.* Сверхпроводимость слоистых структур. Минск, 2010.
21. *Usadel K.* // Phys. Rev. Lett. 1970. Vol. 25.P. 507–509.
22. *Куприянов М.Ю., Лукичев В.Ф.* // ЖЭТФ. 1988. Т. 94, № 6. С. 139–149.
23. *Tagirov L.R.* // Physica C. 1998. Vol. 307. P. 145–163.
24. *Якубович В.А., Старжинский В.М.* Линейные дифференциальные уравнения с периодическими коэффициентами и их приложения. М., 1972.

Библиотека БГУИР