ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 538.955:537.622.4

УПРАВЛЯЕМЫЙ ДЖОЗЕФСОНОВСКИЙ 0-*π*-КОНТАКТ НА БАЗЕ ЧЕТЫРЕХСЛОЙНОЙ СИСТЕМЫ ФЕРРОМАГНЕТИК-СВЕРХПРОВОДНИК (FSFS)

© 2020 г. О. Н. Борисова^{*a*}, В. А. Туманов^{*a*}, *, Ю. Н. Прошин^{*a*}

^аКазанский федеральный университет, ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008 Россия

*e-mail: tumanvadim@yandex.ru Поступила в редакцию 11.11.2019 г. После доработки 17.12.2019 г. Принята к публикации 23.12.2019 г.

Рассмотрена система, состоящая из двух чередующихся слоев ферромагнетика и сверхпроводника $F_1/S_1/F_2/S_2$. Управление состоянием этого контакта можно осуществлять внешним магнитным полем. Теоретически рассчитана критическая температура сверхпроводящего перехода и ток Джозефсона при различных толщинах и коллинеарных ориентациях намагниченностей ферромагнитных слоев. Показано, что система $F_1/S_1/F_2/S_2$ может выступать в роли управляемого джозефсоновского $0-\pi$ -контакта или инвертированного спинового клапана.

Ключевые слова: сверхпроводимость, эффект Джозефсона, эффект близости **DOI:** 10.31857/S0015323020050058

Структуры ферромагнетик-сверхпроводник (F/S) представляют собой искусственно приготовленные системы чередующихся слоев ферромагнитного (F) и сверхпроводящего (S) металлов. В таких структурах можно достичь сосуществования сверхпроводящего и магнитного упорядочения в приграничных слоях для широкого класса материалов за счет эффекта близости. При достаточно тонких слоях ферромагнетика система в целом переходит в сверхпроводящее состояние, что создает условия для протекания тока Джозефсона в системе (S/F/S) [1-3]. При этом для достаточно тонких сверхпроводящих слоев (порядка длины когерентности сверхпроводника ξ_s) критическая температура может быть значительно ниже температуры перехода для уединенного сверхпроводника. Обменное поле значительно изменяет пространственное распределение волновой функции куперовских пар, проникающих в ферромагнетик. Наряду с затуханием появляются осцилляции, которые вызывают немонотонное поведение критической температуры и критического тока Джозефсона при изменении толщины ферромагнитного слоя [1, 4, 5]. В системах типа F/F/S [6], F/S/F [7, 8] или более сложных [9–11], часто называемых спиновыми клапанами или спиновыми переключателями, наблюдается явление изменения критической температуры системы в зависимости от взаимной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев. В системах, содержащих два сверхпроводящих слоя, разделенных ферромагнитным, разность фаз параметра порядка в сверхпроводящих слоях $\Delta \phi$ может отличаться от нуля. В определенном диапазоне толщин ферромагнитного слоя разность фаз $\Delta \phi$ равна π [12–15]. Систему в таком состоянии принято называть π -контактом. Возможность перехода от 0-контакта к π -контакту в системах типа S/F/S посредством изменения температуры была теоретически предсказана и экспериментально подтверждена в работах [15, 16]. π-контакты обладают большими преимуществами по сравнению с обычными джозефсоновскими контактами в некоторых областях применения, в частности, позволяют значительно уменьшить размеры структурных элементов сверхпроводящей электроники (подробнее см. [17]), однако переключаемый 0-*π*-контакт имеет еще большие перспективы применения [18, 19]. Так, в пионерской работе [19] в системе $S/F_1/N/F_2/S$ экспериментально наблюдается 0- π переход при переориентации намагниченностей одного из F-слоев. Это изменение ориентации удалось осуществить за счет использования одного магнитно-мягкого и одного магнитно-жесткого ферромагнитных слоев. что привело к различным величинам поля перемагничивания. Однако, учитывая требование малой толщины прослойки между сверхпроводящими слоями, в практическом применении предпочтительно предложить систему с более простым методом изменения взаимной ориентации намагниченностей F-слоев. В качестве такой системы рассмотрим четырехслойную



Рис. 1. Возможный дизайн системы $F_1/S_1/F_2/S_2$ в роли управляемого $0-\pi$ -контакта. S – сверхпроводящие слои, F – слои ферромагнитного металла, FI – слой ферромагнитного диэлектрика, I – слой диэлектрика. Также показаны токовые контакты, подведенные к S слоям.

систему $F_1/S_1/F_2/S_2$. Критическая температура данной системы теоретически исследована ранее в работе [9], в которой была предсказана возможность существования различных T_c для слоев S_1 и S_2 , и совсем недавно в работе [20] с учетом триплетности. Мы же рассмотрим эту систему в качестве одного из вариантов реализации управляемого джозефсоновского контакта. Преимущество этой структуры перед системой S/F₁/N/F₂/S [19] заключается в удобном расположении внешнего слоя F_1 , намагниченность которого можно зафиксировать, например, путем пиннинга в контакте с магнитным диэлектриком.

При напылении S/I/S и S/F/S систем оба токовых контакта обычно помещают в плоскости подложки. Пример возможного дизайна системы F₁/S₁/F₂/S₂ показан на рис. 1. Для определения условий перехода данной структуры из состояния 0-контакта в состояние π -контакта нам необходимо знать зависимость критической температура T_{c} в от толщины слоя F_{2} при двух коллинеарных ориентациях намагниченностей F-слоев. Эти вычисления были проведены для модельной системы (рис. 2), которая сохраняет основные свойства предлагаемого устройства. Слои сверхпроводника и ферромагнетика рассматриваются в грязном пределе, т.е. длина когерентности в сверхпроводнике и ферромагнетике $\xi_{s(f)}$ значительно больше соответствующих длин свободного пробега *l*_{s(f)} [1, 14], что позволяет нам использовать следующие уравнения для слоев S и F [14]

$$\begin{cases} \left(\omega - \frac{1}{2}D_{s}\frac{\partial^{2}}{\partial z^{2}}\right)F_{sl(2)}(z,\omega) = \Delta_{sl(2)}(z) \\ \left(\omega + iI - \frac{1}{2}D_{f}\frac{\partial^{2}}{\partial z^{2}}\right)F_{fl(2)}(z,\omega) = \Delta_{fl(2)}(z) \end{cases}, \quad (1)$$

ФИЗИКА МЕТАЛЛОВ И МЕТАЛЛОВЕДЕНИЕ том 121

Рис. 2. Схематическое изображение четырехслойной системы $F_1/S_1/F_2/S_2$.

где ω — мацубаровская частота, I — эффективное обменное поле [1], $D_{\rm s}$ и $D_{\rm f}$ — коэффициенты диффузии, $F_{\rm s1(2)}(z, \omega)$, $F_{\rm f1(2)}(z, \omega)$ — функции Узаделя [22] в S и F слоях, $\Delta_{\rm s1(2)}$ — значения сверхпроводящего параметра порядка в S слоях. Данные уравнения записаны для случая $\omega > 0$. Функции Узаделя связаны со сверхпроводящим параметром порядка, что отражается в уравнении самосогласования [14]

$$\Delta_{\mathrm{s}(\mathrm{f})}(z) = 2\lambda_{\mathrm{s}(\mathrm{f})}\pi T_{\mathrm{c}} \operatorname{Re} \sum_{\omega>0}^{\omega_{\mathrm{D}}} F_{\mathrm{s}(\mathrm{f})}(z,\omega,\Delta), \qquad (2)$$

где λ_s – безразмерная константа электрон-электронного взаимодействия, ω_D – частота Дебая. В уравнении (1) суммирование производится по мацубаровским частотам $\omega = \pi T_c (2n + 1)$, где n - 1индекс суммирования. В ферромагнитных слоях константа связи λ_f и, как следствие, параметр порядка $\Delta_{\rm f}$ полагаются равными нулю. Для вывода уравнения на критическую температуру используется приближение [21], согласно которому параметры порядка Δ_{s1}, Δ_{s2} полагаются постоянным в пределах соответствующего слоя. Для тонкопленочных структур это приближение зарекомендовало себя как достаточно точное. Учитывая, что параметр порядка в сверхпроводящем слое существенно проседает по модулю только в непосредственной близости S/F границы, такое приближение позволяет достаточно точно вычислить функцию Узаделя в широком диапазоне параметров. Для системы F₁/S₁/F₂/S₂ уравнение самосогласования (2) можно переписать в виде

$$\begin{cases} \Delta_{s1} \ln \frac{T_c}{T_{cs}} = \\ = 2\pi T_c \operatorname{Re} \sum_{\omega > 0}^{\infty} \left(F_{s1}(z, \omega, \Delta_{s1}, \Delta_{s2}) - \frac{\Delta_{s1}}{\omega} \right) \\ \Delta_{s2} \ln \frac{T_c}{T_{cs}} = \\ = 2\pi T_c \operatorname{Re} \sum_{\omega > 0}^{\infty} \left(F_{s2}(z, \omega, \Delta_{s1}, \Delta_{s2}) - \frac{\Delta_{s2}}{\omega} \right) \end{cases}$$
(3)

№ 5 2020



Рис. 3. Зависимость приведенной критической температуры T_c/T_{cs} системы $F_1/S_1/F_2/S_2$ от приведенной толщины слоя F_2 для параллельной и антипараллельной ориентаций намагниченностей F слоев. Толщины сверхпроводящих слоев $d_{s1} = 2.2\xi_s$, $d_{s2} = 1.8\xi_s$. $a_f/\xi_s = 0.042$, $2I\tau_f = 2.4$, $\sigma_s = 3$, $n_{sf} = 3$, где $a_f = v_f/2I$ длина спиновой жесткости, τ_f – время свободного пробега.

где T_{cs} — критическая температура уединенного сверхпроводника. Граничные условия на внешних границах отвечают отсутствию потока куперовских пар через них. На внутренних границах мы применяем граничные условия Куприянова— Лукичева [14, 23]. Приведем их для границы F₁/S₁

$$\frac{4D_{\rm s}}{\sigma_{\rm s}v_{\rm s}} \frac{\partial F_{\rm s1}(z,\omega)}{\partial z} \bigg|_{z=0} = \frac{4D_{\rm f}}{\sigma_{\rm f}v_{\rm f}} \frac{\partial F_{\rm f1}(z,\omega)}{\partial z} \bigg|_{z=0} = (4)$$
$$= F_{\rm s1}(+0,\omega) - F_{\rm f1}(-0,\omega),$$

где $\sigma_{s(f)}$ — параметры прозрачности со стороны S(F) металла. С учетом условия детального баланса [24] $N_s(0)\sigma_s v_s = N_f(0)\sigma_f v_f$ они могут быть выражены друг через друга через параметр $n_{sf} = (N_f(0)v_f)/(N_s(0)v_s)$, где $N_{s(f)}(0)$ — плотность электронных состояний на уровне Ферми, $v_{s(f)}$ — фермиевская скорость. Граничные условия на остальных внутренних границах аналогичны. Система дифференциальных уравнений (1) вместе с граничными условиями (4) формирует краевую задачу, позволяющую получить аналитическое выражение для функций Узаделя.

Полученные функции $F_{s1(2)}$, усредненные по координате *z* в пределах слоя, подставляются в систему уравнений самосогласования (3), что позволяет получить систему однородных линейных уравнений на Δ_{s1} и Δ_{s2} . Условие нетривиальности решения такой системы и есть уравнение на критическую температуру системы

$$\left(\ln\frac{T_{\rm c}}{T_{\rm cs}} - 2\pi T_{\rm c} \operatorname{Re}\sum_{\omega>0}^{\infty} \left(F_{\rm s1}(\omega,1,0) - \frac{1}{\omega}\right)\right) \times \\ \times \left(\ln\frac{T_{\rm c}}{T_{\rm cs}} - 2\pi T_{\rm c} \operatorname{Re}\sum_{\omega>0}^{\infty} \left(F_{\rm s2}(\omega,0,1) - \frac{1}{\omega}\right)\right) - (5) \\ - 4\pi^2 T_{\rm c}^2 \operatorname{Re}\sum_{\omega>0}^{\infty} F_{\rm s1}(\omega,0,1) \operatorname{Re}\sum_{\omega>0}^{\infty} F_{\rm s2}(\omega,1,0) = 0.$$

При записи уравнения (5) учитывали, что каждое слагаемое в функции Узаделя пропорционально либо Δ_{s1} либо Δ_{s2} . Таким образом, $F_{s1(2)}(1, 0)$ и $F_{s1(2)}(0, 1)$ имеют смысл усредненных по координате коэффициентов при соответствующих Δ_{s} .

Мы рассчитали критическую температуру $T_{\rm c}$ в зависимости от толщины слоя F2 для случаев параллельной и антипараллельной взаимной ориентации намагниченностей F-слоев. В системе $F_1/S_1/F_2/S_2$ ожидаемо присутствует явление немонотонного поведения критической температуры в зависимости от толщины ферромагнитных слоев и эффект спинового клапана (рис. 3). Антипараллельная ориентация векторов намагниченности, как правило, более выгодна для системы и соответствует более высокой критической температуре (кривые 3, 4 на всем диапазоне толщин d_{f2}). Однако в узком диапазоне параметров и толщин возможен инвертированный эффект спинового клапана, когда T_c^{AP} становится меньше T_c^{P} : соответственно кривая 2 проходит выше кривой 1 в диапазоне $1.7a_{\rm f} < d_{\rm f2} < 2.2a_{\rm f}$. Ранее этот эффект был предсказан для другой системы $S_1/F_1/F_2$ [25]. Заметим, что при увеличении толщины слоя F₂ сверхпроводимость может сохранится только в одном из сверхпроводящих слоев, что для системы $F_1/S_1/F_2/S_2$ было предсказано в работе [9]. Так, для примера на рис. 3, для которого наблюдается инвертированный эффект спинового клапана (кривые 1, 2), параметр порядка в слое S₁ подавляется при увеличении d_{f2} .

Проведенные вычисления позволяют нам определить условия, при которых данная система может рассматриваться как управляемый $0-\pi$ -контакт. Действительно, толщина d_{12} , соответствующая $0-\pi$ -переходу, может быть определена по смене знака отношения значений сверхпроводящего параметра порядка в S-слоях (Δ_{s1}/Δ_{s2}), которое также рассчитывается в зависимости от толщины слоя F_2 . Как показывает расчет, переход от 0-контакта к π -контакту в случаях параллельной и антипараллельной взаимных ориентаций намагниченностей происходит при разных значениях толщины слоя F_2 (рис. 4). Заштрихованная область на рисунке соответствует области толщин

2020

слоя F_2 , при которых система может находится в состояниях с $\Delta \phi = 0$ и $\Delta \phi = \pi$ в зависимости от направления намагниченностей. В этой области переход от 0-контакта к π -контакту можно осуществить внешним магнитным полем. Параметры, которые использованы для вычисления зависимостей, представленных на рис. 4, в частности, параметр $2I\tau_6$, являются достаточно типичными для контактов сверхпроводника с сильным магнетиком. В качестве примера можно привести работы [26, 27], где удалось успешно описать экспериментальные данные в рамках теории эффекта близости в грязном пределе. Мы также применяем этот подход для качественного рассмотрения нашей системы.

Используя полученное выше выражение для функции Узаделя, а также полученные из уравнения (5) отношение параметров порядка в S слоях, мы рассчитали ток Джозефсона (6) вблизи T_c по формуле [1]

$$I_{s}(\phi) = ieN(0)D_{f}\pi TS \sum_{-\infty}^{\infty} \left(F\frac{d}{dz}\overline{F} - \overline{F}\frac{d}{dz}F\right), \quad (6)$$

где введена разность фаз ф между параметрами порядка Δ_{s1} и Δ_{s2} , $F^*(z, I, \omega) = F^*(z, -I, \omega)$, S - пло-щадь контакта, <math>T - температура. По своей структуре выражение (6) не зависит от координат, по этой причине мы выбираем произвольное положение сечения контакта. В силу соотношения $F(z, I, -\omega) = F(z, -I, \omega)$ мы можем ограничиться выражением для функции Узаделя только для положительных мацубаровских частот. Отметим, что вычисление критического тока в данном подходе требует вычисления критической температуры, так как ее значение позволяет нам рассчитать Δ_{s1}/Δ_{s2} из уравнения (3). Мы получили типичную синусоидальную зависимость тока Джозефсона от разности фаз параметров порядка. Типичные осцилляции критического тока Джозефсона как функции толщины слоя F2 представлены на рис. 4б. Стоит отметить, что 0- и π-состояние джозефсоновского контакта может быть определено, исходя из различных критериев. С одной стороны, можно определить равновесную (в отсутствие сверхтока) разность фаз параметра порядка в соседних сверхпроводящих слоях. С другой стороны, переход контакта из 0 в π -фазное состояние можно определить по смене знака критического тока Джозефсона. Учитывая связь между энергией джозефсоновского контакта и критическим током [1]. это не приводит к противоречию, однако при использовании приближений требуется проверка (см. рис. 4, где 0-*π*-фазный переход получен независимо по поведению критического тока и по знаку отношения Δ_{s1}/Δ_{s2} в контакте без сверхтока). Таким образом, показано, что система $F_1/S_1/F_2/S_2$ при разумных параметрах и в достаточно широком диапазоне





Рис. 4. Зависимость приведенной критической температуры T_c/T_{cs} системы $F_1/S_1/F_2/S_2$ (а) и величины $Y = |I_c/[eN(0)S(\Delta_{s1}^2 + \Delta_{s2}^2)]|$, пропорциональной критическому току Джозефсона, (б) от приведенной толщины слоя F_2 для параллельной и антипараллельной ориентаций намагниченностей F слоев. Толщины слоев указаны на рисунке, $a_f/\xi_s = 0.042$, $2I\tau_f = 1.4$, $\sigma_s = 3$, $n_{sf} = 3$.

толщин ферромагнитных слоев может служить управляемым $0-\pi$ контактом. Переключение внешним магнитным полем между 0 и π контактом существенно дополняет и расширяет возможности применения такого джозефсоновского контакта. Геометрия $F_1/S_1/F_2/S_2$ более компактна и, по предварительным оценкам, критический ток на единицу площади контакта может достичь большего значения по сравнению с вариантом в работе [19].

Работа поддержана субсидией Минобрнауки РФ, выделенной КФУ для выполнения проекта (№ 3.2166.2017) по государственному заданию в области научной деятельности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Buzdin A.I. Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures // Rev. Mod. Phys. 2005. V. 77. P. 935–976.
- Efetov K.B., Garifullin I.A., Volkov A.F., Westerholt K. Proximity effects in ferromagnet/superconductor heterostructures // Springer Tracts Mod. Phys. 2008. V. 227. P. 251–290.
- 3. *Karabassov T*. Competitive 0 and π states in S/F/S trilayers: Multimode approach // Phys. Rev. B. 2019. V. 100. P. 104502.
- Авдеев М.В., Прошин Ю.Н. Переключатели тока на основе асимметричных наноструктур ферромагнетик-сверхпроводнике учетом триплетного канала во внешнем магнитном поле // ЖЭТФ. 2013. Т. 144. С. 1251–1259.
- Кошина Е.А., Криворучко В.Н. Эффекты близости в структурах многозонный сверхпроводник—ферромагнитный металл // ФНТ. 2017. Т. 43. С. 754–763.
- Oh S., Youm D., Beasley M. A superconductive magnetoresistive memory element using controlled exchange interaction // Appl. Phys. Lett. 1997. V. 71. P. 2376– 2378.
- Tagirov L.R. Low-Field Superconducting Spin Switch Based on a Superconductor/Ferromagnet Multilayer // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 2058–2061.
- Buzdin A.I., Vedyayev A.V., Ryzhanova N.V. Spin-orientation-dependent superconductivity in F/S/F structures // Europhys. Lett. 1999. V. 48. P. 686–691.
- Proshin Yu.N., Zimin A., Fazleev N.G., Khusainov M.G. Hierarchy of critical temperatures in four-layered ferromagnet/superconductor nanostructures and control devices Phys. Rev. B. 2006. V. 73 P. 184514.
- Туманов В.А., Горюнов Ю.В., Прошин Ю.Н. Осцилляции критической температуры в гетероструктуре (Fe/Cr/Fe)/V/Fe // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 107. С. 449–454.
- Krunavakarn B. Spin switch effect in multiply connected superconductor-ferromagnet hybrid geometry // Physics Letters A. 2019. V. 383. P. 1341–1344.
- Булаевский Л.Н., Кузий В.В., Собянин А.А. Сверхпроводящая система со слабой связью и током в основном состоянии // Письма в ЖЭТФ. 1977. Т. 25. С. 314–318.
- Буздин А.И., Вуйичич Б., Куприянов М.Ю. Структуры ферромагнетик-сверхпроводник // ЖЭТФ. 1992. Т. 101. С. 231–240.
- Изюмов Ю.А., Прошин Ю.Н., Хусаинов М.Г. Конкуренция сверхпроводимости и магнетизма в гетероструктурах ферромагнетик/сверхпроводник // УФН. 2002. Т. 172. С. 113–154.

- Ryazanov V.V., Oboznov V.A., Rusanov A.Y., Veretennikov A.V., Golubov A.A., Aarts J. Coupling of Two Superconductors through a Ferromagnet: Evidence for a π Junction // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 2427–2430.
- Sun G., Chenxu W. Josephsone current in superconductor/ferromagnet/superconductor junctions // Physics Letters A. 2004. V. 325. P. 166.
- Khabipov M.I., Balashov D.V., Maibaum F., Zorin A.B., Oboznov V.A., Bolginov V.V., Rossolenko A.N., Ryazanov V.V. A single flux quantum circuit with a ferromagnet-based Josephson π-junction // Superconductor Science and Technology. 2010. V. 23. P. 045032.
- Soloviev I.I., Klenov N.V., Bakurskiy S.V., Kupriyanov M.Y., Gudkov A.L., Sidorenko A.S. Beyond Moore's technologies: operation principles of a superconductor alternative // Beilstein J. Nanotechnology. 2017. V. 8. P. 2689–2710.
- Gingrich E.C., Niedzielski B.M., Glick J.A., Wang Y., Miller D.L., Loloee R., Pratt J., Birge N.O. Controllable 0-π Josephson junctions containing a ferromagnetic spin valve // Nature Physics. 2016. V. 12 P. 564.
- Гайфуллин Р.Р., Кушнир В.Н., Деминов Р.Г., Тагиров Л.Р., Куприянов М.Ю., Голубов А.А. Эффект близости в сверхпроводящем триплетном спиновом клапане S1/F1/S2/F2 // Физика твердого тела. 2019. Т. 61. С. 1585–1588.
- Авдеев М.В., Прошин Ю.Н. Уединенная сверхпроводимость в гетероструктуре ферромагнетиксверхпроводник // Письма в ЖЭТФ. 2015. Т. 102. С. 106–110.
- Usadel K.D. Generalized diffusion equation for superconducting alloys // Phys. Rev. Lett. 1970. V. 25. P. 507–509.
- Куприянов М., Лукичев В. Влияние прозрачности границ на критический ток грязных SS'S структур // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. С. 139–149.
- Хусаинов М.Г. Эффект близости при произвольной прозрачности NS-границы // Письма в ЖЭТФ. 1991. Т. 53. С. 554–557.
- Fominov Ya.V., Golubov A.A., Karminskaya T.Y., Kupriyanov M.Y., Deminov R.G., Tagirov L.R. Superconducting triplet spin valve // Письма в ЖЭТФ. 2010. V. 91. P. 329–333.
- Garifullin I.A., Tikhonov D.A., Garif yanov N.N., Lazar L., Goryunov Y.V., Khlebnikov S.Y., Tagirov L.R., Westerholt K., Zabel H. Re-entrant superconductivity in the superconductor/ferromagnet V/Fe layered system // Physical Review B. 2002. V. 66. P. 020505.
- Sidorenko A.S., Zdravkov V.I., Prepelitsa A.A., Helbig C., Luo Y., Gsell S., Schreck M., Klimm S., Horn S., Tagirov L.R., Tidecks R. Oscillations of the critical temperature in superconducting Nb/Ni bilayers // Annalen der Physik. 2003. V. 12. P. 37–50.