ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 538.945

НАМАГНИЧЕННОСТЬ, НАВЕДЕННАЯ В СВЕРХПРОВОДНИКЕ ИЗ-ЗА ЭФФЕКТА БЛИЗОСТИ С ФЕРРОМАГНИТНЫМ ДИЭЛЕКТРИКОМ

© 2020 г. В. О. Яговцев^{*a*}, Н. Г. Пугач^{*b*, *}

^а Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000 Россия ^b Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва ГСП-2, 119991 Россия *e-mail: pugach@magn.ru Поступила в редакцию 19.09.2019 г. После доработки 15.10.2019 г. Принята к публикации 24.10.2019 г.

Исследуется намагниченность сверхпроводника, вызванная эффектом близости в бислоях, содержащих сверхпроводник и ферромагнитный изолятор. Используется метод функций Грина. Моделирование проведено в квазиклассическом приближении, уравнения Узаделя решали с граничными условиями, специально разработанными для сильно ферромагнитных материалов. Исследовано подавление сверхпроводящего параметра порядка в результате эффекта близости с ферромагнитным изолятором.

Ключевые слова: сверхпроводящая спинтроника, эффект близости, наведенная намагниченность **DOI:** 10.31857/S0015323020030080

1. ВВЕДЕНИЕ

Идея, лежащая в основе спинтронных устройств, заключается в использовании спин-поляризованных токов в качестве носителей информации [1], в отличие от зарядовых токов, используемых в полупроводниковой наноэлектронике. Проблемой при таком применении зарядовых токов является выделение Джоулева тепла. В спинтронике эту проблему решают, используя перенос спина без зарядовых токов. Другой способ ее решения — применение сверхпроводящих токов в структурах со сверхпроводниками и ферромагнетиками, что позволяет сильно сократить паразитный нагрев, повысив энергетическую эффективность электронных вычислительных устройств. Эту область называют сверхпроводящей спинтроникой.

В последние 20–30 лет сверхпроводящая спинтроника активно развивалась многими экспериментальными и теоретическими группами [2, 3]. Исследования были сфокусированы на теоретическом описании гибридных наноструктур. Основными чертами эффекта близости в структурах сверхпроводник—ферромагнетик (СФ-структурах) являются пространственные осцилляции амплитуды сверхпроводящей компоненты, проникающей в сверхпроводящей компоненты, проникающей в сверхпроводящих корреляций при неоднородной намагниченности слоев [9, 10]. Последняя приводит к дальнодействующему эффекту близости [5, 9]. Эти черты были обнаружены экспериментально, в частности, они приводят к осцилляциям джозефсоновского тока в присутствии ферромагнетика, колебаниям критической температуры сверхпроводников в двухслойных и многослойных СФ-структурах, и дальнодействующему эффекту Джозефсона [2–5]. Дальнейший прогресс в данной области позволит создавать чувствительные датчики и элементную базу для квантового компьютера на основе устройств сверхпроводящей спинтроники [5, 11].

Впервые обратный эффект близости в сверхпроводнике при контакте с ферромагнетиком был описан в работе [12], позднее были опубликованы другие теоретические работы, посвященные исследованию этого эффекта [13, 14]. В работе [15] наведенная намагниченность была рассчитана с учетом триплетной сверхпроводимости. В экспериментальных работах [16–18] были продемонстрированы экспериментальные доказательства наличия наведенной намагниченности сверхпроводника при близости сверхпроводника с ферромагнетиком.

Однако в вышеупомянутых работах изучали структуры с ферромагнитными металлами. Теоретические работы, посвященные обратному эффекту близости в структурах с ферромагнитными



Рис. 1. Моделируемая структура.

изоляторами, были опубликованы позже [19, 20]. Кроме того, в экспериментальных работах [21-23] были продемонстрированы явления, связанные с эффектом близости в таких структурах. В их числе возможность манипуляции спиновым переносом с помощью добавления структур из ферромагнитных изоляторов к слою сверхпроводника [21] и расщепление в плотности состояний сверхпроводника из-за эффективного обменного поля, создаваемого ферромагнитным изолятором [22]. Теоретического описания наведенной намагниченности сверхпроводника в этих структурах ранее не было, ее исследовали только в структурах с ферромагнитными металлами. Данная работа посвящена описанию этого эффекта в структурах с ферромагнитными изоляторами.

В работе используется квазиклассическое приближение в применении к уравнениям Узаделя для грязного предела сверхпроводника, в котором длина пробега электрона много меньше длины когерентности куперовской пары с граничными условиями для случая сильной спин-поляризации ферромагнетика, порядка 50-90% [19, 24].

Моделируется бислой сверхпроводник/ферромагнитный изолятор (S-FI), схематично изображенный на рис. 1. При этом *S* – слой сверхпроводника, FI – ферромагнитный изолятор, I – внешняя среда, которая считается вакуумом или воздухом, которые являются изоляторами.

В разд. 2 приводится модель, описывающая бислой *S*—*FI* с использованием линеаризованных уравнений Узаделя. Решение этих уравнений служит основой для вычисления намагниченности, наведенной в сверхпроводнике. В разд. 3 приведено определение угла спинового смешивания при помощи теоретической модели [25]. В разд. 4 показано, как зависит намагниченность от различных параметров модели, и приведено обсуждение результатов, 5-ый разд. посвящен основным результатам работы.

2. МОДЕЛЬ

В ферромагнитном изоляторе предполагается однородная намагниченность по всей площади

границы со сверхпроводником и, что в структуре реализуется диффузионный предел, поскольку сверхпроводящие наноструктуры, созданные при помощи напыления, обычно загрязнены. Длина когерентности в сверхпроводнике принимается равной $\xi = \sqrt{\hbar D_s / 2\pi k_{\rm B} T_{\rm cb}}$, где \hbar – приведенная постоянная Планка, D_s –коэффициент диффузии сверхпроводника, $k_{\rm B}$ – постоянная Больцмана, $T_{\rm cb}$ – критическая температура объемного сверхпроводника из материала, который используется в сверхпроволяшем слое.

Линеаризованные транспортные уравнения Узаделя, применимые в грязном пределе [26], в окрестности критической температуры сверхпроводящего слоя $T_{\rm c}$ имеют вид:

$$\left(D_s \nabla^2 - 2 |\omega_n| \right) f_s = -2\pi\Delta;$$

$$\left(D_s \nabla^2 - 2 |\omega_n| \right) \mathbf{f}_t = 0,$$
(1)

где $\omega_n = \pi T (2n+1), n \in Z, T$ – температура, n – число, Z – множество целых чисел, ω_n – Мацубаровские частоты, f_s и \mathbf{f}_t – синглетная и триплетная компоненты аномальной функции Грина f соответственно, при этом \mathbf{f}_t – вектор (f_{tx}, f_{ty}, f_{tz}) . Скалярная энергетическая щель ∆ описывает модуль сверхпроводящего параметра порядка, и мы полагаем ее действительной величиной. В результате влияния ферромагнитного слоя щель на границе с диэлектриком подавляется, и ее величина зависит от расстояния до границы *S*-*FI*. Поэтому в данной структуре $\Delta = \Delta(x)$. Намагниченность слоя *FI* считается направленной вдоль оси *z*.

Уравнения (1) дополняются граничным условием для границ, параллельных плоскости YOZ, равенства нулю тока на границе сверхпроводника с внешней средой и граничным условием Эшрига [19, 24] на границе S и FI слоев:

$$\frac{\sigma_s g_0 A}{N2} \frac{\partial (f_{tz} + f_s)}{\partial x} = -G_Q I(\varphi).$$

Здесь A - площадь контакта между слоями, σ_s – проводимость материала сверхпроводника в несверхпроводящем состоянии, g₀ - синглетная компонента нормальной функции Грина g. Количество каналов проводимости N на границе, если граница между проводниками, в общем случае определяется из взаимосвязи поляризации ферромагнетика, коэффициента прохождения частиц через границу и проводимости границы. Кроме того, $G_Q = e^2 / \pi$ — квант проводимости; $I(\phi)$ — определенная в работе [19] функция, зависящая от угла

спинового смешивания Ф.

Угол спинового смешивания ф описывает, насколько сильно на границе сверхпроводник/ферромагнитный изолятор магнитное поле влияет на разность фаз для электронов со спинами по и против направления намагниченности в FI. Поскольку для них ферромагнитный изолятор является потенциальным барьером с различной высотой, они проникают в него на разную глубину. Глубина проникновения определяется высотой квантовомеханического барьера на границе, которая в FI зависит от спина. Чем сильнее магнитное поле в ферромагнитном изоляторе, тем большая разность глубины проникновения. Поэтому больше будет создаваемая границей разность фаз. Причем данная зависимость не прямо пропорциональная [25].

Для вычисления сверхпроводящего параметра порядка уравнение самосогласования [14]

$$\Delta(x)\ln\frac{T_{\rm c}}{T} = \pi T \sum_{\omega_n > 0} \left(\frac{\Delta(x)}{\omega_n} - \frac{f_s(x)}{\pi}\right)$$

решали численно.

Наведенная намагниченность рассчитана по формуле [14]

$$\delta M(x) = 2\mu_{\rm B} N_0 \pi k_{\rm B} T \sum_n g(x, \omega_n), \qquad (2)$$

где N_0 – плотность электронов на уровне Ферми.

При этом векторная компонента нормальной функции Грина **g** выражена через комбинацию компонент аномальной функции Грина,

$$f\tilde{f} + g^2 = \sigma_0,$$

во 2-ом порядке по ним. Здесь σ_0 — единичная матрица. Использовано линейное приближение, которое, как и при линеаризации уравнения Узаделя и граничных условий на него, обосновано малым изменением нормальной функции Грина и малостью аномальной функции Грина. Близость температуры сверхпроводника к критической, которая постулируется нами, накладывает данные ограничения на функции Грина.

После разложения нормальной функции Грина g в ряд Тейлора и отбрасывания членов малого порядка и подстановки результата в уравнение (2), получается выражение для наведенной намагниченности [15]:

$$\delta M(x) = -4\mu_B N_0 \pi k_B T \times \\ \times \sum_n Im \left(f_s(x, \omega_n) \tilde{f}_{tz}(x, \omega_n) \right).$$
(3)

Для данной структуры можно не учитывать эффект Мейснера [27], который действует только на длинах порядка Лондоновской глубины проникновения λ , предполагается, что толщина S-слоя $d_s \sim \xi \ll \lambda$.

Угол спинового смешивания можно оценить при помощи модели, приведенной в статье [25].

3. ОЦЕНКА УГЛА СПИНОВОГО СМЕШИВАНИЯ

Для определения угла спинового смешивания было использовано сравнение с граничным условием [25], выписанном в линеаризованном виде.

После проведения соответствующих преобразований получаем следующую связь между параметрами [25]:

$$\sin\left(\varphi\right) = \frac{-Ag_0}{2NG_0R_BL}\frac{G_{\Phi}}{G_T},$$

где R_B — сопротивление барьера, L — толщина сверхпроводника, G_{Φ} и G_T — феноменологические параметры [25]: G_T — барьерная проводимость, G_{Φ} — параметр, характеризующий фазовый сдвиг квазичастиц при отражении от границы раздела.

Были получены оценки угла спинового смешивания в радианах: $\varphi = 0.95$ при $N/A = 1.238 \times 10^{19}$ мкм⁻², $T = 0.8 \cdot T_c$, $T_c = 9.2$ K, $L = 5\xi$, $\xi = 1.1 \times 10^{-8}$ м.

В качестве сверхпроводника для вычисления интересующих нас величин был взят ниобий.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В использованной модели были получены зависимости намагниченности от координаты по толщине сверхпроводящего слоя и от угла спинового смешивания. Структура смоделирована при следующих параметрах: $N/A = 1.238 \times 10^{19} \text{ мкm}^{-2}$, T = $= 0.8 T_c$, $T_c = 9.2 \text{ K}$, $\sigma = 6.25 \times 10^6 \text{ Om}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, $D_s = 9.48 \times 10^{-4} \text{ c}^{-1} \cdot \text{m}^2$, $\xi = 1.1 \times 10^{-8} \text{ m}$ [28].

Был сделан первый шаг самосогласованного расчета. Для этого в уравнение самосогласования были подставлены значения функций Грина при постоянном параметре порядка. Результат представлен на рис. 2, он позволяет оценить подавление параметра порядка на границе. Параметр порядка сверхпроводника Δ_0 на рис. 2 соответствует случаю, когда он не подавляется соседним слоем. Видно, что параметр порядка сверхпроводника слабо подавляется намагниченностью соседнего диэлектрического слоя при малых углах спинового смешивания.

Полученные зависимости компонент аномальной функции Грина представлены на рис. 3.

Связь между различными компонентами аномальной функции Грина:

$$f_S = \frac{f_{\uparrow\downarrow} - f_{\downarrow\uparrow}}{2}, \quad f_{tz} = \frac{f_{\uparrow\downarrow} + f_{\downarrow\uparrow}}{2}.$$

Зависимости компонент f_S и f_{tz} аномальной функции Грина от координаты x, приведенные на



Рис. 2. Зависимость параметра порядка сверхпроводника от координаты.



Рис. 3. Зависимости от координат реальной и мнимой частей компонент аномальных функций Грина $f_{\uparrow\downarrow}$ и $f_{\downarrow\uparrow}$ (a); f_s и f_{tz} (б).



Рис. 4. Зависимости намагниченности от координаты *x* при различных значениях угла спинового смешивания ϕ , намагниченность в условных единицах $4\mu_B N_0 \pi k_B T$.



Рис. 5. Зависимости намагниченности на границе S-FI от угла спинового смешивания φ при различных толщинах сверхпроводника L, намагниченность в условных единицах $4\mu_B N_0 \pi k_B T$.

рис. 3, показывают, что синглетная компонента функции Грина подавляется при приближении к границе контакта слоев, при этом триплетная компонента, напротив, спадает при движении от границы *S/FI*. Это соответствует физическим ожиданиям, согласно которым на границе *S/FI* синглетные куперовские пары будут трансформироваться в триплетные.

Функции, приведенные на рис. 3, были подставлены в формулу (3). В результате получены значения наведенной намагниченности. Из приведенных на рис. 4 зависимостей $\delta M_z(x)$ видно, что намагниченность убывает при удалении от границы *S*-*FI*.

Из рис. 5 видно, что при увеличении толщины сверхпроводника намагниченность на границе

S-FI уменьшается. По порядку величины, в соответствии с экспериментальными оценками, эта намагниченность может достигать почти пяти Тесла [18]. Из рис. 4 и 5 видно, что при увеличении угла спинового смешивания намагниченность в слое сверхпроводника и на границе S-FI растет, так как этот угол описывает конверсию синглетных куперовских пар в триплетные.

Наведенная намагниченность напрямую связана со сверхпроводимостью, при температуре, большей критической, ее не будет. Намагниченность в сверхпроводнике появляется благодаря тому, что синглетные куперовские пары на границе S-FI преобразуются в триплетные. В отсутствие сверхпроводящих куперовских пар, данный механизм не может реализовываться. Таким образом, если взять слишком тонкий слой сверхпроводника, то сверхпроводящий параметр порядка будет подавлен эффектом близости. В таком случае он станет слоем нормального металла и намагниченность, созданная обратным эффектом близости, будет отсутствовать.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, получены зависимости наведенной намагниченности и параметра порядка в сверхпроводящем слое двухслойной структуры сверхпроводник/ферромагнитный изолятор. Показано, что рост угла спинового смешивания приводит к росту намагниченности на границе, и намагниченность в слое сверхпроводника затухает на глубине порядка длины когерентности, как и следовало ожидать для обратного эффекта близости.

Сверхпроводящий параметр порядка подавляется на границе сверхпроводник/ферромагнетик тем сильнее, чем больше угол спинового смешивания.

На основе таких структур предлагается создавать устройства [29, 30], которые могут использоваться в качестве чувствительных болометров и термометров.

Статья подготовлена в ходе проведения исследования (проект № 19-04-030) "Обменные взаимодействия в низкоразмерных квантовых магнитных системах" в рамках Программы "Научный фонд Национального исследовательского университета "Высшая школа экономики" (НИУ ВШЭ)" в 2018–2019 гг. и в рамках государственной поддержки ведущих университетов Российской Федерации "5-100".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Žutić I., Fabian J., Das Sarma S. Spintronics: Fundamentals and applications // Rev. Mod. Phys. 2004. V. 76. № 2. P. 323–410.
- Linder J., Robinson J.W.A. Superconducting Spintronics // Nat. Phys. 2015. V. 11. № 4. P. 307–315.

- 3. *Blamire M.G., Robinson J.W.A.* The interface between superconductivity and magnetism: understanding and device prospects // J. Phys. Condens. Matter. 2014. V. 26. P. 453201.
- Buzdin A.I. Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures // Rev. Mod. Phys. 2005. V. 77. № 3. P. 935–976.
- 5. *Eschrig M.* Spin-polarized supercurrents for spintronics: a review of current progress // Reports Prog. Phys. IOP Publishing, 2015. V. 78. № 10. P. 104501.
- Heim D.M., Pugach N.G., Kupriyanov M.Y., Goldobin E., Koelle D., Kleiner R. Ferromagnetic planar Josephson junction with transparent interfaces: a φ junction proposal // J. Phys. Condens. Matter. 2013. V. 25. № 21. P. 215701, ibid. 2013. V. 25. № 23. P. 239601.
- Vedyayev A.V., Ryzhanova N.V., Pugach N.G. Critical current oscillations in S/F heterostructures in the presence of s-d scattering // J. Magn. Magn. Mater. 2006. V. 305. № 1. P. 53–56.
- 8. Vedyayev A., Lacroix C., Pugach N., Ryzhanova N. Spinvalve magnetic sandwich in a Josephson junction // Europhys. Lett. 2005. V. 71. № 4. P. 679–685.
- Bergeret F.S., Volkov A.F., Efetov K.B. Odd Triplet Superconductivity and Related Phenomena in Superconductor-Ferromagnet Structures // Rev. Mod. Phys. 2005. V. 77. P. 1321–1373.
- Pugach N.G., Safonchik M., Champel T., Zhitomirsky M.E., Lähderanta E., Eschrig M., Lacroix C. Superconducting spin valves controlled by spiral re-orientation in B20family magnets // Appl. Phys. Lett. 2017. V. 111. № 16. P. 162601.
- Klenov N., Kornev V., Vedyayev A., Ryzhanova N., Pugach N., Rumyantseva T. Examination of logic operations with silent phase qubit // J. Phys. Conf. Ser. 2008. V. 97. P. 012037.
- Bergeret F.S., Volkov A.F., Efetov K.B. Induced ferromagnetism due to superconductivity in superconductor-ferromagnet structures // Phys. Rev. B. 2004. V. 69. № 17. P. 174504.
- 13. *Linder J., Yokoyama T., Sudbø A.* Theory of superconducting and magnetic proximity effect in S/F structures with inhomogeneous magnetization textures and spinactive interfaces // Phys. Rev. B. 2009. V. 79. № 5. P. 054523.
- 14. *Champel T., Eschrig M.* Effect of an inhomogeneous exchange field on the proximity effect in disordered superconductor-ferromagnet hybrid structures // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. № 5. P. 054523.
- Pugach N.G., Buzdin A.I. Magnetic moment manipulation by triplet Josephson current // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 101. № 24. P. 242602.
- Khaydukov Y.N., Aksenov V.L., Nikitenko Y.V., Zhernen-kov K.N., Nagy B., Teichert A., Steitz R., Rühm A., Bottyán L. Magnetic Proximity Effects in V/Fe Superconductor/Ferromagnet Single Bilayer Revealed by Waveguide-Enhanced Polarized Neutron Reflectometry // J. Supercond. Nov. Magn. 2011. V. 24. № 1–2. P. 961–968.
- 17. Salikhov R.I., Garif'yanov N.N., Garifullin I.A., Tagirov L.R., Westerholt K., Zabel H. Spin screening effect in superconductor/ferromagnet thin film heterostruc-

ФИЗИКА МЕТАЛЛОВ И МЕТАЛЛОВЕДЕНИЕ том 121 № 3 2020

tures studied using nuclear magnetic resonance // Phys. Rev. B. 2009. V. 80. № 21. P. 214523.

- Hao X., Moodera J.S., Meservey R. Thin-film superconductor in an exchange field // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67. P. 1342–1345.
- 19. *Ouassou J.A., Pal A., Blamire M., Eschrig M., Linder J.* Triplet Cooper pairs induced in diffusive s-wave superconductors interfaced with strongly spin-polarized magnetic insulators or half-metallic ferromagnets // Sci. Rep. 2017. V. 7. № 1. P. 1932.
- Giazotto F., Solinas P., Braggio A., Bergeret F.S. Ferromagnetic-Insulator-Based Superconducting Junctions as Sensitive Electron Thermometers // Phys. Rev. Appl. 2015. V. 4. № 4. P. 044016.
- 21. Wolf M.J., Sürgers C., Fischer G., Beckmann D. Spinpolarized quasiparticle transport in exchange-split superconducting aluminum on europium sulfide // Phys. Rev. B. 2014. V. 90. № 14. P. 144509.
- 22. *Pal A., Blamire M.G.* Large interfacial exchange fields in a thick superconducting film coupled to a spin-filter tunnel barrier // Phys. Rev. B. 2015. V. 92. № 18. P. 180510.
- Li B., Roschewsky N., Assaf B.A., Eich M., Epstein-Martin M., Heiman D., Münzenberg M., Moodera J.S. Superconducting Spin Switch with Infinite Magnetoresistance Induced by an Internal Exchange Field // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. № 9. P. 097001.
- 24. Eschrig M., Cottet A., Belzig W., Linder J. General boundary conditions for quasiclassical theory of super-

conductivity in the diffusive limit: Application to strongly spin-polarized systems // New J. Phys. 2015. V. 17. № 8. P. 083037.

- Linder J., Sudbø A., Yokoyama T., Grein R., Eschrig M. Signature of odd-frequency pairing correlations induced by a magnetic interface // Phys. Rev. B. 2010. V. 81. № 21. P. 214504.
- Champel T., Eschrig M. Switching superconductivity in superconductor/ferromagnet bilayers by multiple-domain structures // Phys. Rev. B – Condens. Matter Mater. Phys. 2005. V. 71. № 22. P. 220506.
- Mironov S., Mel'nikov A.S., Buzdin A. Electromagnetic proximity effect in planar superconductor-ferromagnet structures // Appl. Phys. Lett. 2018. V. 113. № 2. P. 022601.
- Flokstra M.G., Cunningham T.C., Kim J., Satchell N., Burnell G., Curran P.J., Bending S.J., Kinane C.J., Cooper J.F.K., Langridge S., Isidori A., Pugach N., Eschrig M., Lee S.L. Controlled suppression of superconductivity by the generation of polarized Cooper pairs in spinvalve structures // Phys. Rev. B – Condens. Matter Mater. Phys. 2015. V. 91. № 6. P. 060501.
- 29. Heikkilä T.T., Ojajärvi R., Maasilta I.J., Strambini E., Giazotto F., Bergeret F.S. Thermoelectric Radiation Detector Based on Superconductor-Ferromagnet Systems // Phys. Rev. Appl. 2018. V. 10. № 3. P. 034053.
- Giazotto F., Robinson J.W.A., Moodera J.S., Bergeret F.S. Proposal for a phase-coherent thermoelectric transistor // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 105. № 6. P. 062602.