

02

Эффект близости в сверхпроводящем триплетном спиновом клапане S1/F1/S2/F2

© Р.Р. Гайфуллин¹, В.Н. Кушнир^{2,3}, Р.Г. Деминов¹, Л.Р. Тагиров^{1,4}, М.Ю. Куприянов^{1,5,6}, А.А. Голубов^{6,7}

¹ Институт физики Казанского (Приволжского) федерального университета, Казань, Россия

² Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск, Беларусь

³ Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

⁴ Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН, Казань, Россия

⁵ Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына Московского государственного университета, Москва, Россия

⁶ Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

⁷ Faculty of Science and Technology and MESA + Institute of Nanotechnology University of Twente, Enschede, The Netherlands

E-mail: gaifullin.rashid@gmail.com

Поступила в Редакцию 15 апреля 2019 г.

В окончательной редакции 22 апреля 2019 г.

Принята к публикации 24 апреля 2019 г.

С помощью матричного метода решения линеаризованных уравнений Узаделя получены критические температуры многослойных структур вида сверхпроводник/ферромагнетик/ферромагнетик (S/F/F). Рассмотрено влияние дополнительного слоя сверхпроводника на эффекты трехслойного спинового вентиля. В сравнении с дополнительным нормальным слоем в структуре S/F/N/F, обсуждена возможность увеличения эффективности режимов спинового вентиля с дополнительным сверхпроводящим слоем S на месте слоя N.

Ключевые слова: сверхпроводимость, ферромагнетизм, эффект близости, критическая температура, спиновый вентиль.

DOI: 10.21883/FTT.2019.09.48093.21N

1. Введение

Взаимное влияние на границе раздела двух конкурирующих состояний — сверхпроводимости и ферромагнетизма — является предметом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований в течение последних двух десятилетий. Одно из самых удивительных проявлений взаимодействия между ними — немонотонная зависимость критической температуры перехода в сверхпроводящее состояние, T_c , от толщины ферромагнитного слоя в системе сверхпроводник/ферромагнетик. Ранее было показано, что T_c трехслойной структуры S/F1/F2 [1] (S — синглетный сверхпроводник, F1 и F2 — ферромагнитные металлы) и многослойной структуры S/F1/N/F2 [2] (N — нормальный металл) может быть немонотонной функцией угла α между намагниченностями двух ферромагнитных слоев, в противоположность монотонному поведению $T_c(\alpha)$, полученному для трехслойной гетероструктуры F1/S/F2 [3]. Это свойство может быть использовано для переключения гетероструктуры из сверхпроводящего состояния в нормальное и обратно, прикладывая небольшое магнитное поле в

определенном направлении [1,2], то есть изготовления сверхпроводящего спинового клапана, обладающего бесконечным магнетосопротивлением. Имеется ряд экспериментальных работ (см., например, цитирования в обзоре [4]), в которых наблюдалась зависимость T_c от угла между магнитными моментами в S/F1/N/F2 структуре с одинаковыми ферромагнетиками в качестве F слоев. Максимальная разность температур оказалась в пределах 50 мК, поэтому для увеличения эффекта один из металлических ферромагнетиков группы железа (F2) был заменен на ферромагнитный полуметаллический оксид хрома CrO₂ [5] или на ферромагнитный полуметаллический сплав Хойслера [6]. В настоящей работе рассмотрено влияние дополнительного сверхпроводящего слоя S2 в гетероструктуре S1/F1/S2/F2, в которой дальнедействующая триплетная компонента сверхпроводящего спаривания генерируется при неколлинеарной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев [7]. Рассчитана зависимость $T_c(\alpha)$ от толщины дополнительного сверхпроводящего слоя S2. В сравнении со структурой S/F1/N/F2 обсуждается, который из слоев и каким образом влияет на режимы спинового

клапана. Исследованы условия, при которых сверхпроводимость в дополнительном слое S2 подавляется, и он выполняет функции нормального слоя, и условия, когда сверхпроводимость этого слоя сохраняется и влияет на температуру перехода T_c гетероструктуры.

2. Модель и численный метод

Рассматривается бесконечная в направлениях y и z структура S1/F1/S2/F2 (рис. 1). Обменное поле $F1$ слоя находится в yz плоскости, $\mathbf{h} = (0, h \sin \alpha, h \cos \alpha)$, тогда как обменное поле $F2$ слоя направлено вдоль оси z , $\mathbf{h} = (0, 0, h)$. Угол α меняется от 0 (параллельная конфигурация, П) до π (антипараллельная конфигурация, АП).

Для вычисления критической температуры T_c как функции параметров спинового клапана, который в диффузионном пределе описывается с помощью уравнений Узалея, был применен матричный метод [8–10].

При моделировании использовались следующие приближения: все границы контактов прозрачны ($\gamma_B = 0$), константы диффузии и удельные сопротивления одинаковы ($\gamma = 1$), абсолютные значения обменных полей в обоих ферромагнитных слоях совпадают.

3. Результаты и обсуждение

Результаты численных расчетов T_c как функции угла α и толщин S2 и N слоев гетероструктур S1/F1/S2/F2 и S1/F1/N/F2 представлены на рис. 2–5.

На рис. 2 представлен прямой режим переключения спинового вентиля ($T_c^{АП}(\alpha = 180^\circ) > T_c^{П}(\alpha = 0^\circ)$), который реализуется при тонких ферромагнитных слоях.

На рис. 3 представлен триплетный режим спинового вентиля ($T_c(\text{неколинеарная}) < T_c^{П}, T_c^{АП}$), который реализуется при немного больших толщинах ферромагнитных слоев.

На рис. 4 представлена критическая температура T_c для параллельной и антипараллельной ориентации намагниченностей как функции толщины дополнительных S и N слоев для прямого режима переключения.

На рис. 5 представлена критическая температура T_c для параллельной и ортогональной ориентации намагниченностей как функции толщины дополнительных S и N слоев для триплетного режима переключения.

На рис. 6 представлена разница между критическими температурами $\Delta T_{c \text{ dir}} = T_c^{АП} - T_c^{П}$ для антипараллельной и параллельной ориентации намагниченностей как функция толщины дополнительных S и N слоев для прямого режима переключения.

На рис. 7 представлена разница между критическими температурами $\Delta T_{c \text{ tr}} = T_c^{П} - T_c(\alpha = 90^\circ)$ для параллельной и ортогональной ориентации намагниченностей как функция толщины дополнительных S и N слоев для триплетного режима переключения.

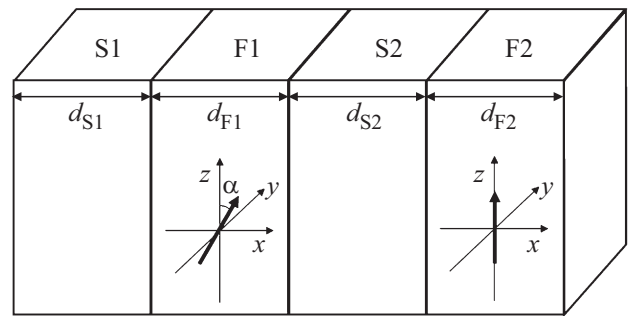


Рис. 1. Гетероструктура S1/F1/S2/F2. Внешняя граница слоя S1 соответствует координате $x = 0$. Жирные стрелки в F слоях обозначают направления обменных полей \mathbf{h} , лежащих в yz плоскости.

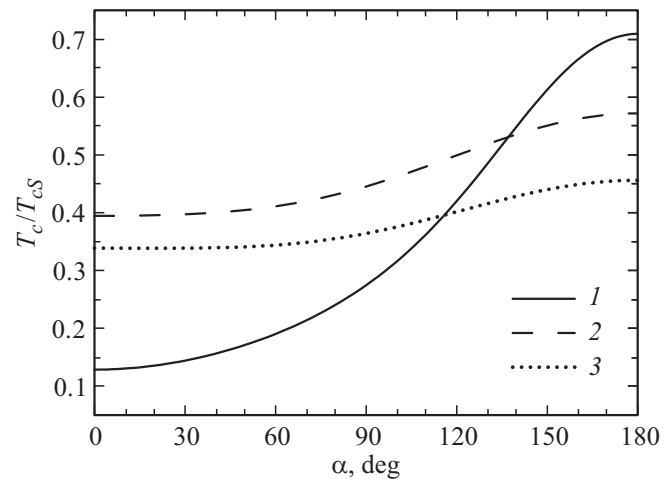


Рис. 2. Критическая температура T_c в зависимости от угла α для структуры S1/F1/F2 (1), S1/F1/S2/F2 (2), S1/F1/N/F2 (3). Толщины слоев $d_{S1}/\xi_{S1} = 2.76$, $d_{F1}/\xi_{F1} = 0.15$, $d_{F2}/\xi_{F2} = 0.15$, $d_{S2}/\xi_{S2} = d_N/\xi_N = 1$, режим прямого переключения.

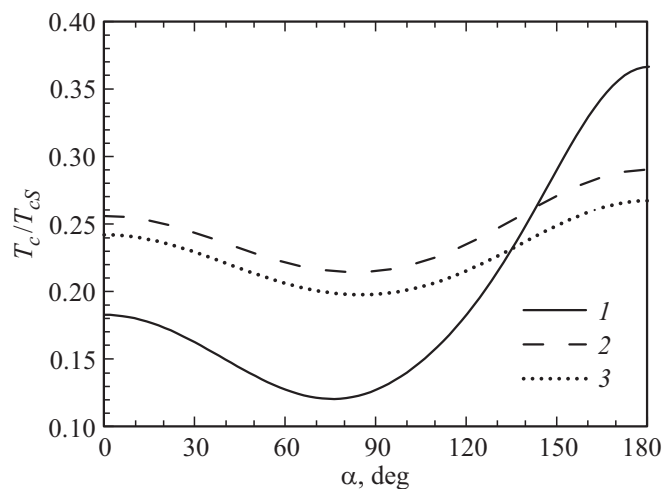


Рис. 3. Критическая температура T_c в зависимости от угла α для структуры S1/F1/F2 (1), S1/F1/S2/F2 (2), S1/F1/N/F2 (3). Толщины слоев $d_{S1}/\xi_{S1} = 2.76$, $d_{F1}/\xi_{F1} = 0.3$, $d_{F2}/\xi_{F2} = 0.7$, $d_{S2}/\xi_{S2} = d_N/\xi_N = 1$, режим триплетного переключения.

Для прямого режима спинового клапана со сверхпроводящим слоем среднее значение температуры увеличивается, тогда как с нормальным слоем оно практически не изменяется, рис. 4. Из рис. 6 видно, что увеличение толщины дополнительного слоя уменьшает амплитуду изменения температуры. В сравнении с нормальным слоем, сверхпроводящий слой увеличивает эффективность прямого режима, больше становятся как амплитуда, так и среднее значение изменения T_c .

Для триплетного режима со сверхпроводящим слоем среднее значение температуры увеличивается, так же, как и в прямом режиме, рис. 5. Из рис. 7 видно, что при небольшой толщине дополнительного слоя амплитуда изменения температуры даже незначительно увеличивает

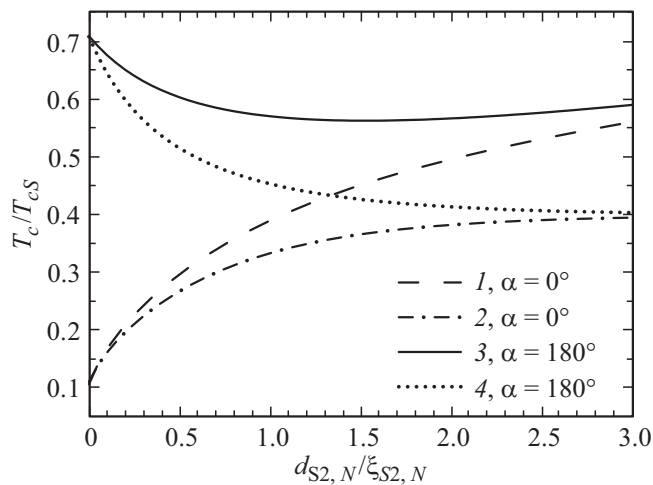


Рис. 4. Зависимость критической температуры T_c от толщины d_{S2} структуры S1/F1/S2/F2 (1, 3) и от толщины d_N структуры S1/F1/N/F2 (2, 4). Толщины других слоев $d_{S1}/\xi_{S1} = 2.75$, $d_{F1}/\xi_{F1} = 0.15$, $d_{F2}/\xi_{F2} = 0.15$.

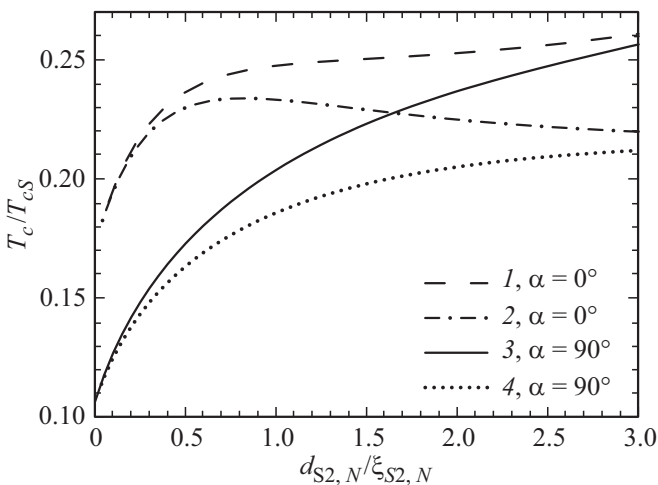


Рис. 5. Зависимость критической температуры T_c от толщины d_{S2} структуры S1/F1/S2/F2 (1, 3) и от толщины d_N структуры S1/F1/N/F2 (2, 4). Толщины других слоев $d_{S1}/\xi_{S1} = 2.75$, $d_{F1}/\xi_{F1} = 0.3$, $d_{F2}/\xi_{F2} = 0.7$.

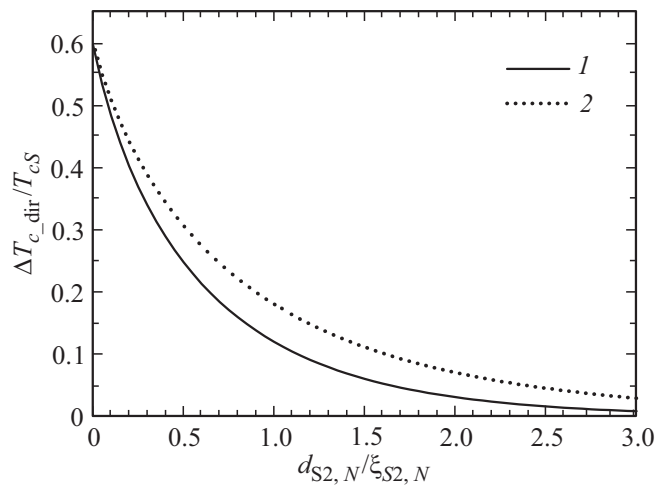


Рис. 6. Зависимость ΔT_{c_dir} от толщины d_N структуры S1/F1/N/F2 (1) и от толщины d_{S2} структуры S1/F1/S2/F2 (2) для прямого режима.

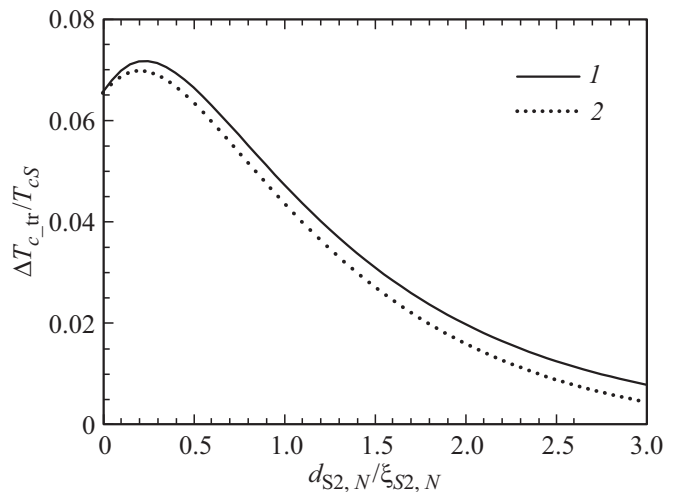


Рис. 7. Зависимость ΔT_{c_tr} от толщины d_N структуры S1/F1/N/F2 (1) и от толщины d_{S2} структуры S1/F1/S2/F2 (2) для триплетного режима.

ется. Амплитуды изменения температуры S1/F1/S2/F2 и S1/F1/N/F2 структур примерно равны.

При больших толщинах ферромагнитных слоев, при которых реализуется инверсный режим спинового клапана ($T_c^{AP} < T_c^{IP}$), сверхпроводящее состояние в S2 слое подавляется, и критические температуры S1/F1/S2/F2 и S1/F1/N/F2 структур совпадают.

4. Заключение

Получены зависимости температуры сверхпроводящего перехода спинового вентиля S1/F1/S2/F2. Показана возможность немонотонного поведения T_c в такой структуре. В S1/F1/S2/F2 и S1/F1/N/F2 структуре возможно незначительное увеличение эффективности триплетного

режима в сравнении с S1/F1/F2 структурой. Дополнительный слой небольшой толщины, необходимый для развязывания намагниченностей ферромагнитных слоев, увеличивает эффективность триплетного режима в сравнении с трехслойной структурой, тогда как для прямого режима дополнительный слой ее уменьшает. Это облегчает экспериментальное наблюдение триплетного спин-клапанного эффекта в гетероструктурах сверхпроводник–ферромагнетик, не использующих „экзотические“ ферромагнитные полуметаллы.

Для более детального и глубокого понимания механизмов реализации различных режимов спинового вентиля понадобится рассчитать распределение спин-синглетной и спин-триплетных компонент сверхпроводящего спаривания по слоям таких гетероструктур. Этому будет посвящена дальнейшая работа.

Финансирование работы

Работа поддержана проектом РНФ № 18-12-00459. В.Н.К. благодарит за поддержку проект ГПНИ Республики Беларусь „Физическое материаловедение, новые материалы и технологии“, подпрограмма „Нанотех“ (2016–2020).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Ya.V. Fominov, A.A. Golubov, T.Yu. Karminskaya, M.Yu. Kupriyanov, R.G. Deminov, L.R. Tagirov. JETP Lett. **91**, 308 (2010).
- [2] R.R. Gaifullin, R.G. Deminov, L.R. Tagirov, M.Yu. Kupriyanov, Ya.V. Fominov, A.A. Golubov. submitted. Phys. Rev. B (2019). В печати.
- [3] Ya.V. Fominov, A.A. Golubov, M.Yu. Kupriyanov. JETP Lett. **77**, 510 (2003).
- [4] L.R. Tagirov, M.Yu. Kupriyanov, V.N. Kushnir, A.S. Sidorenko. Superconducting triplet proximity and Josephson spin valves. In: „Functional nanostructures and metamaterials: from superconducting qubits to self-organized nanostructures“. Springer Series: Nanoscience and Technology / Ed. A.S. Sidorenko, Springer International Publishing AG (2018). Ch. 2. P. 31–47.
- [5] A. Singh, S. Voltan, K. Lahabi, J. Aarts. Phys. Rev. X **5**, 021019 (2015).
- [6] A.A. Kamashev, P.V. Leksin, N.N. Garif'yanov, A.A. Validov, J. Schumann, V. Kataev, B. Büchner, I.A. Garifullin, J. Magn. Mater. **459**, 7 (2018).
- [7] F.S. Bergeret, A.F. Volkov, K.B. Efetov. Rev. Mod. Phys. **77**, 1321 (2005).
- [8] V.N. Kushnir. DSc dissertation. Minsk (2014).
- [9] В.Н. Кушнир. Докл. БГУИР **3**, 18 (2016).
- [10] В.Н. Кушнир. Сверхпроводимость слоистых структур. БНТУ, Минск (2010). 234 с.

Редактор Д.В. Жуманов