

02

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

© Р.Р. Гайфуллин<sup>1</sup>, В.Н. Кушнир<sup>2,3</sup>, Р.Г. Деминов<sup>1</sup>, Л.Р. Тагиров<sup>1,4</sup>, М.Ю. Куприянов<sup>1,5,6</sup>, А.А. Голубов<sup>6,7</sup>

<sup>1</sup> Институт физики Казанского (Приволжского) федерального университета, Казань, Россия

<sup>2</sup> Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск, Беларусь

<sup>3</sup> Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

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

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

<sup>6</sup> Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

<sup>7</sup> 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  $\alpha$  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 CrO<sub>2</sub> [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  $\alpha$  меняется от 0 (параллельная конфигурация, П) до  $\pi$  (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  $\alpha$  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.

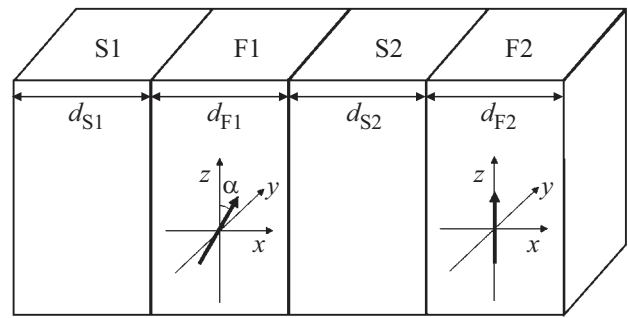


Рис. 1. Гетероструктура S1/F1/S2/F2. Внешняя граница слоя S1 соответствует координате  $x = 0$ . Жирные стрелки в F слоях обозначают направления обменных полей  $\mathbf{h}$ , лежащих в  $yz$  плоскости.

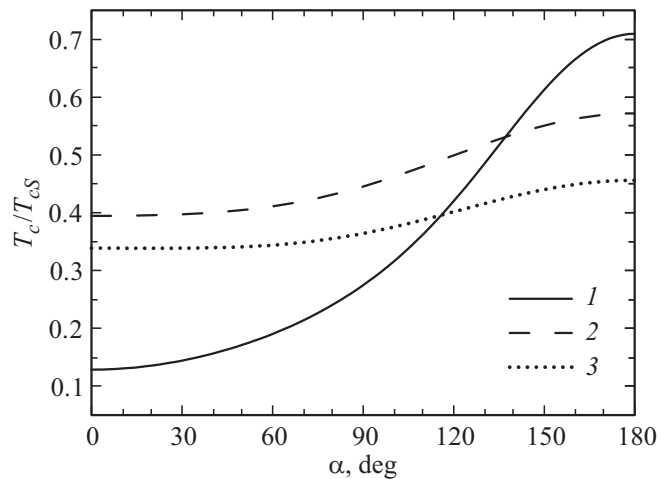


Рис. 2. Критическая температура  $T_c$  в зависимости от угла  $\alpha$  для структуры S1/F1/F2 (1), S1/F1/S2/F2 (2), S1/F1/N/F2 (3). Толщины слоев  $d_{S1}/\xi_{S1} = 2.76$ ,  $d_{F1}/\xi_{F1} = 0.15$ ,  $d_{F2}/\xi_{F2} = 0.15$ ,  $d_{S2}/\xi_{S2} = d_N/\xi_N = 1$ , режим прямого переключения.

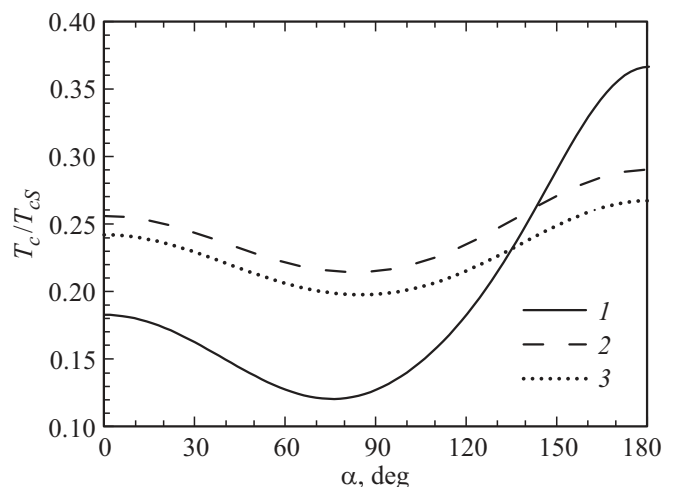
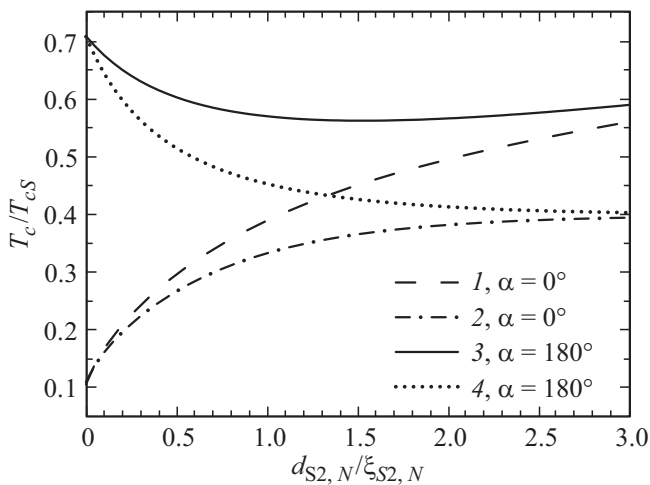


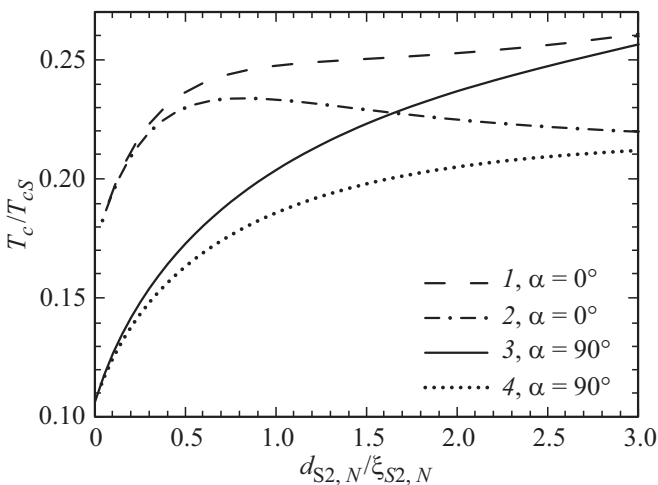
Рис. 3. Критическая температура  $T_c$  в зависимости от угла  $\alpha$  для структуры S1/F1/F2 (1), S1/F1/S2/F2 (2), S1/F1/N/F2 (3). Толщины слоев  $d_{S1}/\xi_{S1} = 2.76$ ,  $d_{F1}/\xi_{F1} = 0.3$ ,  $d_{F2}/\xi_{F2} = 0.7$ ,  $d_{S2}/\xi_{S2} = d_N/\xi_N = 1$ , режим триплетного переключения.

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  $T_c$ .

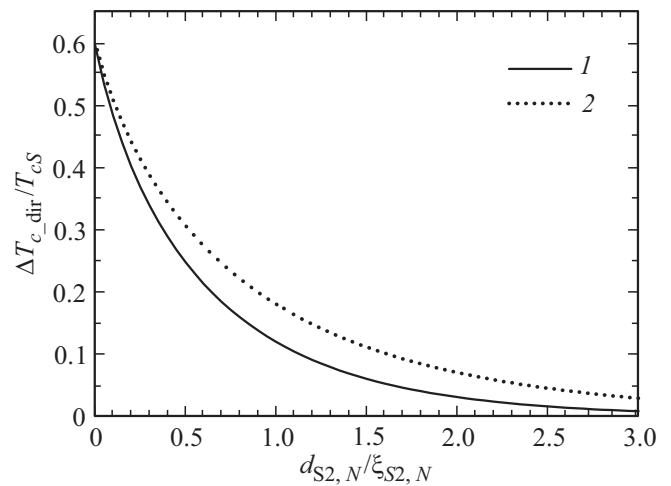
Для триплетного режима со сверхпроводящим слоем среднее значение температуры увеличивается, так же, как и в прямом режиме, рис. 5. Из рис. 7 видно, что при небольшой толщине дополнительного слоя амплитуда изменения температуры даже незначительно увеличивает



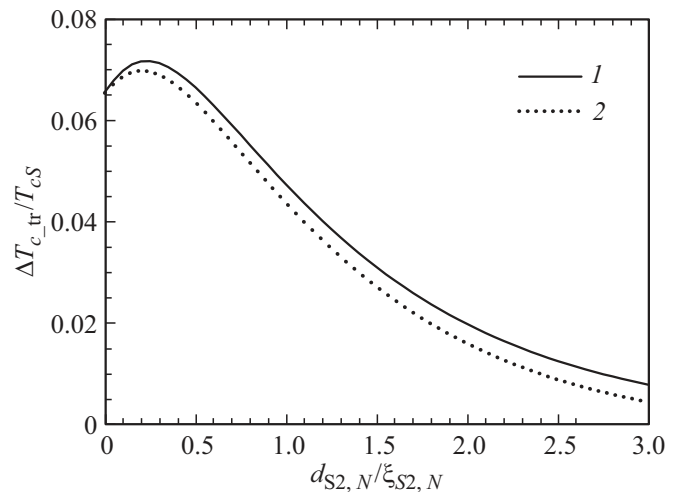
**Рис. 4.** Зависимость критической температуры  $T_c$  от толщины  $d_{S2}$  структуры S1/F1/S2/F2 (1, 3) и от толщины  $d_N$  структуры S1/F1/N/F2 (2, 4). Толщины других слоев  $d_{S1}/\xi_{S1} = 2.75$ ,  $d_{F1}/\xi_{F1} = 0.15$ ,  $d_{F2}/\xi_{F2} = 0.15$ .



**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  $\Delta T_{c\_dir}$  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  $\Delta T_{c\_tr}$  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