Письма в ЖЭТФ, том 123, вып. 1, с. 41 – 47 © 2026 г. 10 января

Сверхпроводящий спиновый клапан в режиме уединенной сверхпроводимости

Д. А. Арбузов[+*1)], *А. А. Камашев*[+], *Н. Н. Гарифьянов*[+], *Ю. Н. Прошин*[*], *И. А. Гарифуллин*[+]

[+]*Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского*
Федеральный исследовательский центр Казанского научного центра Российской академии наук, 420029 Казань, Россия

[*]*Казанский (Приволжский) федеральный университет, 420008 Казань, Россия*

Поступила в редакцию 24 октября 2025 г.
После переработки 9 ноября 2025 г.
Принята к публикации 12 ноября 2025 г.

Исследованы гетероструктуры сверхпроводящего спинового клапана конструкции F1/F2/S, состоящего из сверхпроводящего (S) и ферромагнитных (F) слоев, с целью обнаружения теоретически предсказанного состояния с уединенной сверхпроводимостью. Это состояние характеризуется возникновением сверхпроводимости только при антипараллельной (AP) ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев. В данной работе, благодаря оптимально подобранным параметрам конструкции сверхпроводящего спинового клапана, было впервые экспериментально реализовано состояние с уединенной сверхпроводимостью. В структуре ССК HA/HA/Pb (где HA = $Co_2Cr_{1-x}Fe_xAl$) обнаружен аномально большой эффект спинового клапана $\Delta T_c = T_c^{AP} - T_c^{P} > 0.2$ K, который может достигать величины 1.6 K в магнитном поле 1 кЭ. До настоящего времени сопоставимые результаты по величине эффекта сверхпроводящего спинового клапана наблюдались лишь в структурах с триплетной сверхпроводимостью во внешних магнитных полях, значительно превышающих 1 кЭ. Полученные результаты открывают новые перспективы для разработки устройств управления сверхпроводящим током.

DOI: 10.7868/S3034576626010058

Введение. В настоящее время большой интерес представляют исследования гетероструктур, состоящих из слоев сверхпроводника (S) и ферромагнетика (F). Сосуществование сверхпроводимости и ферромагнетизма в таких системах приводит к уникальным свойствам, обусловленными эффектом близости [1].

Особенности взаимодействия сверхпроводимости и магнетизма нашли важное применение в разработке устройств управления сверхпроводящим током. Так, в конце 90-х гг. прошлого века были предложены модели сверхпроводящих спиновых клапанов (ССК) на основе трехслойных структур F1/F2/S [2] и F1/S/F2 [3, 4]. Такие системы активно исследуются как теоретически [5, 6], так и экспериментально [7–10]. Управление сверхпроводящим током в ССК осуществляется путем изменения взаимной ориентации намагниченностей слоев F. Было показано [2], что при параллельной (P) ориентации намагниченностей слоев F1 и F2 критическая температура сверхпроводящего перехода T_c^{P} ниже, чем в случае их антипараллельной (AP) ориентации T_c^{AP}. Для полноценной работы ССК необходимо, чтобы величина эффекта $\Delta T_c = T_c^{AP} - T_c^{P}$ была больше, чем ширина сверхпроводящего перехода δT_c. В противном случае сверхпроводящие переходы при параллельной и антипараллельной ориентациях практически совпадают, и полное переключение между резистивным и сверхпроводящими состояниями будет невозможным. Впервые различие в T_c для параллельной и антипараллельной ориентаций в структуре F1/S/F2 было показано в работах [11, 12], однако величины эффектов ΔT_c оказались меньше ширин сверхпроводящих переходов δT_c. В последующих работах удалось наблюдать полное переключение между сверхпроводящим и резистивным состояниями (см., например, [13]). На сегодняшний день в структурах ССК с триплетной сверхпроводимостью зафиксированы рекордные значения ΔT_c в больших внешних магнитных полях [7]. Однако для практического применения очень важно расширить рабочий температурный диапазон ССК, добившись величин эффекта ΔT_c более 0.1 K, но в относительно малых магнитных полях (≤ 1 кЭ). Это позволит увеличить устойчивость и эффективность работы подобных систем.

Одним из возможных путей решения данной задачи может стать приготовление структуры ССК в режиме уединенной сверхпроводимости, теоретиче-

1)e-mail: danil.arbuzov@bk.ru

ски описанной в работах [14–17]. Уединенная сверхпроводимость в структурах F1/F2/S представляет собой область на фазовой диаграмме $T_c(d_{\mathrm{F2}})$ (где d_{F2} – толщина слоя F2), в рамках которой сверхпроводимость возникает только при антипараллельной ориентации намагниченностей [18]. В этом случае величину эффекта ССК определяет только критическая температура при антипараллельной ориентации $\Delta T_c = T_c^{\mathrm{AP}} - T_c^{\mathrm{P}} = T_c^{\mathrm{AP}}$. Однако из-за сложности точного подбора параметров системы уединенная сверхпроводимость до сих пор не была экспериментально обнаружена.

В данной работе нам удалось подобрать оптимальные параметры структуры ССК F1/F2/S и пронаблюдать состояние, которое может соответствовать состоянию с уединенной сверхпроводимостью. Величина эффекта составила более 0.2 К при толщине сверхпроводящего Pb слоя 17.5 нм во внешнем магнитном поле 1 кЭ.

Методика исследования и образцы. Экспериментальная реализация состояния с уединенной сверхпроводимостью состояла из нескольких этапов. Во-первых, необходимо было определить рабочие области толщин сверхпроводящего и ферромагнитных слоев d_{S} и d_{F}, для которых сверхпроводимость будет максимально чувствительна к магнитной части структуры ССК. Для этого необходимо было начать с образца без слоев F и исследовать зависимость критической температуры сверхпроводящего слоя от его толщины $T_c(d_{\mathrm{S}})$ (квантовый размерный эффект) и, далее, для двухслойной системы F/S оценить степень подавления T_c ферромагнитным слоем (эффект близости сверхпроводник/ферромагнетик). Во-вторых, следуя алгоритму, изложенному в работе [18], необходимо было добиться полного подавления сверхпроводимости в двухслойной F/S системе ($T_c = 0$). В этом случае введение второго ферромагнитного слоя (полная конструкция ССК) приводит к тому, что при антипараллельной ориентации частичная компенсация обменных полей двух слоев F может оказаться достаточной для перехода в сверхпроводящее состояние. Необходимо отметить, что для реализации уединенной сверхпроводимости в качестве материала для слоев F предпочтительно использовать слабые ферромагнетики. Данный подход позволяет использовать более толстые ферромагнитные слои, что, в свою очередь, обеспечивает эффективный контроль над температурой сверхпроводящего перехода T_c всей структуры ССК. Поэтому в качестве материала для слоев F был выбран сплав Гейслера (HA) состава $\mathrm{Co_2Cr_{1-\mathit{x}}Fe_\mathit{x}Al}$. При нанесении слоя HA температура подложки поддерживалась при комнатной температуре. При таких условиях напыления HA является слабым ферромагнетиком с величиной обменного поля $I \sim 0.2$ эВ [19] и температурой Кюри $T_C = 700$ K.

Таблица 1. Параметры исследованных серий образцов, представленных на рис. 1. Серия 1: Pb(d_{S})/SiN(20 нм); серия 2: HA(d_{F})/Cu(1.5 нм)/Pb(40 нм)/SiN(20 нм); серия 3: HA(5 нм)/Cu(1.5 нм)/Pb(d_{S})/SiN(20 нм); серия 4: CoO_x/HA1(5 нм)/Cu(1.2 нм)/HA2(d_{F2})/Cu(1.5 нм)/Pb(17.5 нм)/SiN(20 нм)

	d_{S}, nm	d_{F}, nm	d_{F2}, nm
Series 1	6–100	–	–
Series 2	40	0–5	–
Series 3	15–75	5	–
Series 4	17.5	5	0–4

Образцы были приготовлены на напылительной установке фирмы Bestec. Эта установка состоит из соединенных между собой трех вакуумных камер: камеры молекулярно-лучевой эпитаксии с предельным вакуумом 5×10^{-10} мбар, камеры магнетронного напыления (на постоянном и переменном токе) с предельным вакуумом 5×10^{-9} мбар и загрузочной камеры с предельным вакуумом 5×10^{-8} мбар. Были изготовлены следующие серии образцов: серия 1 – Pb с варьируемой толщиной слоя S от 6 до 100 нм, серия 2 – HA/Cu/Pb с варьируемой толщиной слоя F от 0 до 5 нм, серия 3 – HA/Cu/Pb с варьируемой толщиной слоя S от 15 до 75 нм и серия 4 – CoO_x/HA1/Cu/HA2/Cu/Pb с варьируемой толщиной слоя F2 от 0 до 4 нм. Дизайн образцов представлен на рис. 1. В таблице 1 представлены параметры серий образцов.

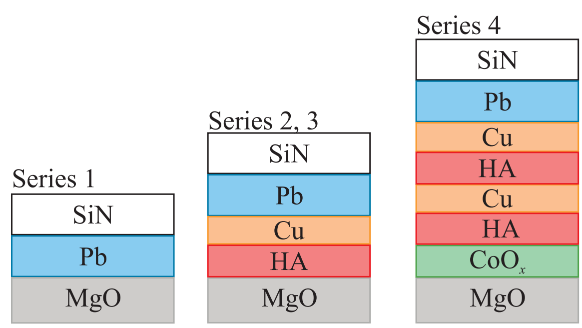

Рис. 1. (Цветной онлайн) Дизайн образцов серий 1, 2, 3 и 4

В приготовленных образцах: MgO – высококачественная монокристаллическая подложка ориентации (001) фирмы CrysTec GmbH; CoO_x – антиферромагнитный слой, необходимый для фиксации намагниченности соседнего слоя F1. Тонкие слои нормального металла Cu необходимы для разделения намагниченностей слоев F1 и F2 и улучшения свойств границы раздела S/F [20]; Pb – сверхпроводящий слой; SiN – защитный слой, предотвращающий окисление образцов.

Нанесение слоев осуществлялось методами магнетронного распыления для НА и SiN и электронно-лучевого испарения в сверхвысоком вакууме (10^{-9} мбар) для Cu, Co и Pb. Антиферромагнитные слои CoO_x (серия 4) получались путем окисления предварительно напыленных металлических слоев кобальта в кислороде при давлении 100 мбар в течение 1.5 ч. Для качественного роста слоев Pb температура подложки понижалась до 150 K [21].

Измерение электросопротивления образцов осуществлялось стандартным четырехконтактным методом. Необходимо отметить, что наша измерительная система имеет температурный предел $T_{\mathrm{lim}} \approx \approx 1.4$ K, и часть образцов могут иметь T_c ниже этого предельного значения (см. раздел "Экспериментальные результаты и обсуждение"). Изменение взаимной ориентации намагниченностей (для серии 4) осуществлялось путем вращения образца во внешнем магнитном поле $H_{\mathrm{ex}} = 1$ кЭ, приложенным вдоль плоскости образца.

Значение критической температуры T_c определялось как середина сверхпроводящего перехода. Для всех исследованных образцов коэффициент остаточного сопротивления ($RRR = \frac{R_{300\mathrm{K}}}{R_{10\mathrm{K}}}$) составил от 10 до 17, а ширина сверхпроводящего δT_c – от 50 до 100 мК. Высокие значения RRR и узкие сверхпроводящие переходы свидетельствуют о высоком качестве приготовленных образцов.

Экспериментальные результаты и обсуждение.

а. Зависимость критической температуры T_c от толщины слоев Pb и НА. На первом этапе было исследовано поведение критической температуры T_c от толщины сверхпроводящего слоя d_{S}. Эта зависимость представлена на рис. 2. Для того чтобы сверхпроводимость была чувствительна к изменению взаимной ориентации намагниченностей слоев F, толщина слоя S должна быть порядка длины когерентности ξ_{S}. С этой целью была определена область толщин слоя Pb, в рамках которой сверхпроводимость подавлена за счет размерного эффекта [22, 23]. Из рисунка 2 видно, что при $d_{\mathrm{S}} > 60$ нм T_c близка к значению критической температуры для объемного сверхпроводника (~ 7.2 K). При этом в интервале $0 \leq d_{\mathrm{S}} \leq 40$ нм T_c начинает резко падать при уменьшении толщины d_{S} слоя S, из-за чего данная область была выбрана в качестве рабочей.

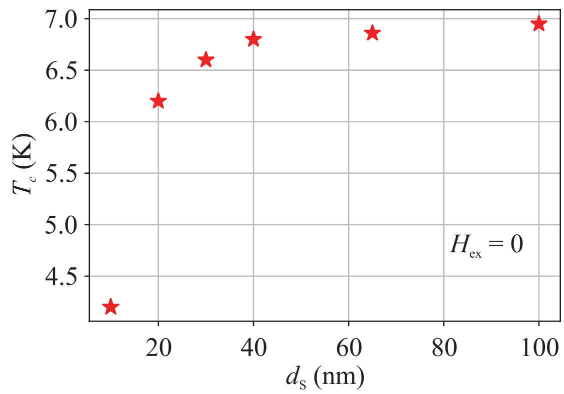

Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость критической температуры T_c слоя S от его толщины d_{S} для образцов серии 1

На следующем этапе необходимо было определить оптимальную толщину ферромагнитного слоя. На рисунке 3 представлена зависимость T_c от толщины ферромагнитного слоя в образцах НА/Pb (серия 2). Из рисунка 3 видно, что T_c резко уменьшается с ростом толщины слоя F, достигая минимума при $d_{\mathrm{F}} \sim 2$ нм. При дальнейшем увеличении d_{F} значение T_c выходит на плато. Полученная зависимость позволяет выбрать в качестве рабочего диапазон $d_{\mathrm{F}} \leq 5$ нм, в рамках которого T_c наиболее чувствительна к магнитной части системы. Важно отметить, что при изготовлении сверхпроводящего спинового клапана F1/F2/S толщина промежуточного слоя F2 не должна превышать глубину проникновения куперовских пар ξ_{I}. В противном случае сверхпроводящие корреляции не будут "чувствовать" внешний ферромагнитный слой F1 [13], и величина эффекта ΔT_c будет стремиться к нулевым значениям.

б. Реализация сверхпроводящего спинового клапана в режиме уединенной сверхпроводимости. Исходя из полученных результатов, необходимо было подобрать такую комбинацию d_{S} и d_{F} в двухслойной системе F/S, при которой T_c будет близка к нулю. В этом случае с помощью дополнительного слоя F2 в трехслойной системе F1/F2/S путем частичной компенсации обменных полей при антипараллельной ориентации намагниченностей можно ослабить подавление сверхпроводимости со стороны магнитной части системы. Для этого фиксировалась толщина слоя F1 и варьировалась толщина слоя S в поисках интервала значений d^*_{S}, при котором T_c близка к нулю. Как показано на рис. 4, значение T_c спадает с уменьшением d_{S} и достигает нуля в области $d_{\mathrm{S}} < 20$ нм. Таким образом, областью рабочих толщин слоя S для поиска уединенной сверхпроводимо-

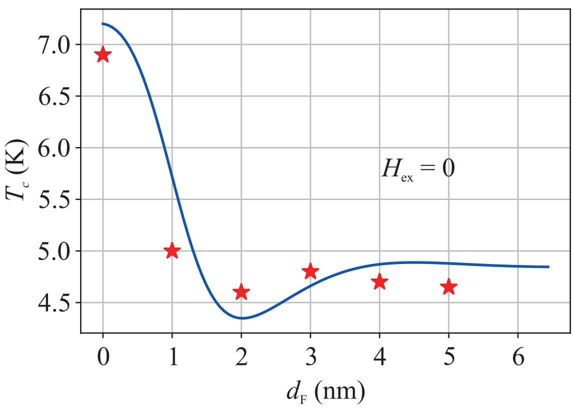

Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость критической температуры T_c структуры НА(d_F)/Cu(1.5 нм)/Pb(40 нм) от толщины ферромагнитного слоя d_F (серия 2). Параметры теоретической кривой $\sigma_F = 3.7$, $\sigma_S = 0.7$, $l_S/\xi_S = 0.7$, $l_F/\xi_I = 0.5$, $I = 0.2$ эВ, $2\tau I = 0.35$ (см. Приложение)

сти в структуре ССК конструкции F1/F2/S является интервал $d_S^* = [15 \div 22]$ нм. При таких толщинах сверхпроводимость ССК при параллельной ориентации намагниченностей слоев F будет оставаться полностью подавленной ($T_c^P = 0$). В то же время при антипараллельной ориентации ожидается $T_c^{AP} \neq 0$, за счет компенсации обменных полей слоев F.

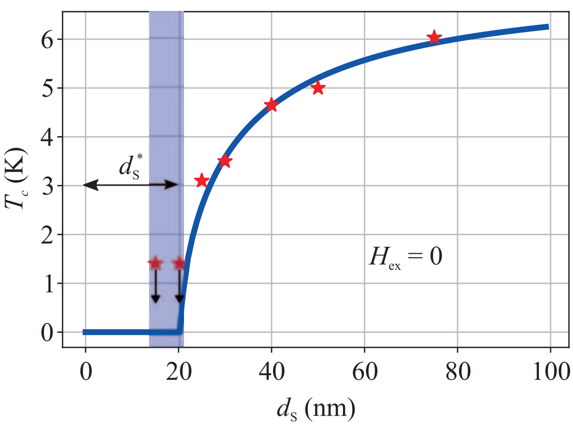

Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость критической температуры T_c структуры НА(5 нм)/Cu(1.5 нм)/Pb(d_S) от толщины сверхпроводящего слоя d_S (серия 3). Стрелками отмечены точки, лежащие ниже $T_{lim} = 1.4$ K (см. текст). Выделенная область отвечает толщинам d_S^*, для которых T_c близко к нулю. Параметры теоретической кривой $\sigma_F = 3.7$, $\sigma_S = 0.7$, $l_S/\xi_S = 0.7$, $l_F/\xi_I = 0.5$, $I = 0.2$ эВ, $2\tau I = 0.35$ (см. Приложение)

Заключительным этапом исследований стала реализация сверхпроводящего спинового клапана в режиме уединенной сверхпроводимости. Для этого в системе F1/F2/S фиксировались толщины слоев F1 и S, и исследовалась зависимость величины эффекта ΔT_c от толщины слоя F2. На рисунке 5 представлена зависимость критической температуры при антипараллельной ориентации T_c^{AP} от d_{F2} для структуры НА1(5 нм)/НА2(d_{F2})/Pb(17.5 нм). Важно отметить, что при параллельной ориентации намагниченностей слоев F критическая температура T_c^P оказалась меньше, чем 1.4 K для всех образцов серии 4. Толщина слоя S, равная 17.5 нм, была подобрана экспериментально, путем прецизионного подбора в рамках выбранного диапазона d_S^*. Полученный результат (см. рис. 5) демонстрирует существование интервала $d_{F2} = [0.8 \div 2.9]$ нм, который может соответствовать искомому состоянию. Особый интерес представляет образец с толщиной слоя F2 равной 2 нм, для которого при антипараллельной ориентации температура перехода $T_c^{AP} = 1.6$ K, а при параллельной ориентации сверхпроводимость не была обнаружена. При этом величина $\Delta T_c = T_c^{AP} - T_c^P > 0.2$ K оказывается необычно большой для ССК конструкции F1/F2/S (см., например, [24]). Полученные экспериментальные данные позволяют предположить, что для образца НА(5 нм)/Cu(1.2 нм)/НА(2 нм)/Cu(1.5 нм)/Pb(17.5 нм) удалось обнаружить искомое состояние с уединенной сверхпроводимостью.

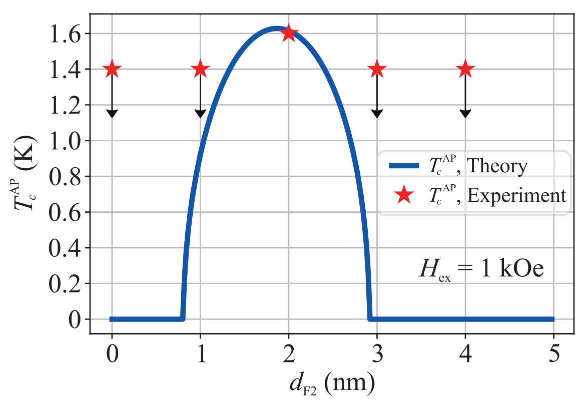

Рис. 5. (Цветной онлайн) Зависимость критической температуры при антипараллельной ориентации намагниченностей T_c^{AP} полной структуры ССК НА(5 нм)/Cu(1.2 нм)/НА(d_{F2})/Cu(1.5 нм)/Pb(17.5 нм) от толщины ферромагнитного слоя d_{F2} (НА2) (серия 4). Стрелками отмечены точки, лежащие ниже $T_{lim} = 1.4$ K (см. текст). Критическая температура при параллельной ориентации T_c^P меньше, чем T_{lim} для всех образцов серии 4. Параметры теоретической кривой $\sigma_{F1} = 3.3$, $\sigma_{F2} = 2.9$, $\sigma_S = 1$, $l_S/\xi_S = 0.7$, $l_F/\xi_I = 0.5$, $d_{F1} = 5$ нм, $I = 0.2$ эВ, $2\tau I = 0.35$ (см. Приложение). Теоретический расчет в случае параллельной ориентации дает величину $T_c^P = 0$ для всех d_{F2} из приведенного диапазона

Проведенное моделирование демонстрирует хорошее качественное согласие с экспериментальными данными, что подтверждается сопоставлением теоретических и экспериментальных кривых на рис. 3–5. Подбор параметров проводился для достижения наилучшего соответствия экспериментальным данным; полученные значения являются разумными и лежат в физически обоснованных диапазонах для исследуемых систем. Детальное описание теоретического подхода и методики расчета приведено в разделе “Приложение”.

Заключение. В данной работе исследовались различные гетероструктуры на основе сверхпроводящих (Pb) и ферромагнитных (HA) слоев. Путем оптимального подбора параметров в структуре ССК F1/F2/S удалось реализовать состояние с уединенной сверхпроводимостью в рамках существующих экспериментальных возможностей. Полученные результаты удалось описать с помощью теоретического подхода [16–18], основанного на уравнениях Узаделя [25]. При этом величина эффекта $\Delta T_c > 0.2$ K, зарегистрированная в структуре с ультратонким сверхпроводящим слоем Pb ($d_{\rm S} = 17.5$ нм), существенно превышает типичные значения для классических ССК и в пределе может достичь огромного для подобных систем значения $\Delta T_c = 1.6$ K. Таким образом, можно сделать вывод, что полученные результаты указывают на возможное первое экспериментальное обнаружение состояния с уединенной сверхпроводимостью в структуре ССК F1/F2/S, теоретически предсказанного в [14–18].

Приложение

Изложим технику расчетов критической температуры T_c, основанную на теории [16–18]. Выберем систему координат так, что сверхпроводящий слой S занимает область $0 < x < d_{\rm S}$, промежуточный слой F2 $-d_{\rm F2} < x < 0$, а внешний слой F1 $-d_{\rm F2} - d_{\rm F1} < x < -d_{\rm F2}$. Критическая температура перехода T_c определяется из уравнения самосогласования на сверхпроводящий параметр порядка $\Delta(\mathbf{r})$

$$\Delta(\mathbf{r}) \ln t = 2\pi T_c {\rm Re} \sum_{\omega>0}^{\infty} \left(F_{\rm S}(\mathbf{r},\omega) - \frac{\Delta(\mathbf{r})}{\omega} \right). \quad (A.1)$$

Здесь $t = T_c/T_{cs}$ – приведенная критическая температура, а суммирование ведется по мацубаровским частотам $\omega = \pi T_c(2n+1)$. Пренебрежем электрон-электронным взаимодействием в ферромагнитных слоях и будем использовать стандартное приближение $\Delta(\mathbf{r}) = 0 (x < 0)$. В грязном пределе, в рамках которого парная амплитуда $F_j (j = {\rm S, F1, F2})$ удовлетворяет уравнениям Узаделя [25]

$$\left(|\omega| - iI_j - \frac{D_j(I_j)}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) F_{\rm j}(x,\omega) = 0,$$
$$\left(|\omega| - \frac{D_{\rm S}}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) F_{\rm S}(x,\omega) = \Delta_{\rm S}(x,\omega). \quad (A.2)$$

Здесь $D_{\rm S}$ – коэффициент диффузии для слоя S, I – обменное поле. При этом коэффициент диффузии для ферромагнитных слоев $D_j(I_j)$ является комплексным [26] и определяется выражением

$$D_j(I_j) = \frac{D_j}{1 - 2i\tau I_j}, \quad (A.3)$$

где τ – время рассеяния на немагнитных примесях.

Граничные условия для такой системы имеют вид

$$\frac{4D_{\rm F2}(I_2)}{\sigma_{\rm F2} v_{\rm F2}} \frac{\partial}{\partial x} F_{\rm F2} = \frac{4D_{\rm S}}{\sigma_{\rm S} v_{\rm S}} \frac{\partial}{\partial x} F_{\rm S} = F_{\rm S} - F_{\rm F2},$$
$$\frac{4D_{\rm F2}(I_2)}{\sigma_{\rm F2} v_{\rm F2}} \frac{\partial}{\partial x} F_{\rm F2} = \frac{4D_{\rm F1}(I_1)}{\sigma_{\rm F1} v_{\rm F1}} \frac{\partial}{\partial x} F_{\rm F1} = F_{\rm F2} - F_{\rm F1}, \quad (A.4)$$

для границ F2/S и F1/F2 соответственно, а также

$$\frac{\partial}{\partial x} F_{\rm S} = 0, \frac{\partial}{\partial x} F_{\rm F1} = 0 \quad (A.5)$$

на внешних границах. Здесь $v_{\rm S,F1,F2}$ – скорость Ферми, а $\sigma_{\rm S,F1,F2}$ – безразмерные подгоночные параметры, определяющие прозрачность границ слоев S, F1 и F2 соответственно. При этом граничные условия удовлетворяют уравнению детального баланса

$$N_{\rm S} \sigma_{\rm S} v_{\rm S} = N_{\rm F} \sigma_{\rm F} v_{\rm F}, \quad (A.6)$$

где $N_{\rm S,F}$ – плотность состояний на поверхности Ферми в слоях S и F. Кроме того, будем считать, что параметр порядка не меняется на всей толщине слоя S [27]. Такое приближение позволяет произвести замену $\Delta_{\rm S}(x) \approx \langle \Delta_{\rm S}(x) \rangle_{d_{\rm S}} = \Delta_{\rm S}$ в силу того, что толщина $d_{\rm S}$ мала.

Решение уравнений (A.2) (при учете условий (A.4) и (A.5)) имеет вид

$$F_{\rm S}(x,\omega) = \frac{\Delta_{\rm S}}{\omega} + A_{\rm S} \cosh(k_{\rm S}(x - d_{\rm S})),$$
$$F_{\rm F2}(x,\omega) = A_{\rm F2} \cosh(k_{\rm F2} x) + B_{\rm F2} \sinh(k_{\rm F2} x),$$
$$F_{\rm F1}(x,\omega) = A_{\rm F1} \cosh(k_{\rm F1}(x - d_{\rm F1})), \quad (A.7)$$

где $k_{\rm S}^2 = \frac{2\omega}{D_{\rm S}}, k_{\rm F1,F2}^2 = \frac{2(\omega - iI_{1,2})}{D_{\rm F}(I_{1,2})}$, а коэффициенты $A_{\rm S}$, $A_{\rm F2}$, $B_{\rm F2}$ и $A_{\rm F1}$ фиксируются граничными условиями (A.4). Для удобства нормируем толщину $d_{\rm S}$ слоя S и длину свободного пробега $l_{\rm S}$ на длину когерентности $\xi_{\rm S} = \sqrt{\frac{D_{\rm S}}{2\pi T_c}}$, а величины, относящиеся к слоям F1 и F2 на длину $\xi_{\rm I} = \sqrt{\frac{D_{\rm F}}{2I}}$.

В результате, усреднив по толщине сверхпроводника полученную функцию $F_{\rm S}(x,\omega)$ и подставив ее в уравнение самосогласования (A.1), можно определить критическую температуру T_c. Аналогичным образом можно найти T_c и двухслойной F/S системы.

Финансирование работы. Работа Д. А. Арбузова и Н. Н. Гарифьянова по приготовлению образцов была финансирована Российским научным фондом из проекта # 21–72–20153–П. Работа А. А. Камашева и И. А. Гарифуллина по первичной характеризации свойств образцов была финансирована Российским научным фондом из проекта # 25–72–10025. Работа Д. А. Арбузова, А. А. Камашева, Н. Н. Гарифьянова и И. А. Гарифуллина по исследованию сверхпроводящих свойств систем была выполнена в рамках государственного задания Федерального исследовательского центра Казанского научного центра Российской академии наук.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. P. G. de Gennes, "Boundary Effects in Superconductors", Rev. Mod. Phys. **36**, 225 (1964).
2. S. Oh, D. Youm, and M. R. Beasley, "A superconductive magnetoresistive memory element using controlled exchange interaction", Appl. Phys. Lett. **71**, 2376 (1997).
3. L. R. Tagirov, "Low-field superconducting spin switch based on a superconductor/ferromagnet multilayer", Phys. Rev. Lett. **83**, 2058 (1999).
4. A. I. Buzdin, A. V. Vedyayev, and N. V. Ryzhanova, "Spin-orientation/dependent superconductivity in F/S/F structures", Europhys. Lett. **48**, 686 (1999).
5. В. А. Туманов, Ю. Н. Прошин, "Критическая температура и параметр порядка в сверхпроводящих гетероструктурах с учетом ненулевой константы связи в полидоменном ферромагнетике", Письма в ЖЭТФ **120**, 636 (2024) [V. A. Tumanov and Yu. N. Proshin, "Critical Temperature and Order Parameter in Superconducting Heterostructures with Allowance for a Nonzero Coupling Constant in a Polydomain Ferromagnet", JETP Lett. **120**, 608 (2024)].
6. Ya. V. Fominov, A. A. Golubov, T. Yu. Karminskaya, M. Yu. Kupriyanov, R. G. Deminov, and L. R. Tagirov, "Superconducting triplet spin valve", JETP Lett. **91**, 329 (2010).
7. A. A. Kamashev, N. N. Garif'yanov, A. A. Validov, J. Schumann, V. Kataev, B. Büchner, Ya. V. Fominov, and I. A. Garifullin, "Superconducting switching due to a triplet component in the Pb/Cu/Ni/Cu/$Co_2Cr_{1-x}Fe_xAl_y$", Beilstein J. Nanotechnol. **10**, 1458 (2019).
8. A. A. Kamashev, N. N. Garif'yanov, A. A. Validov, V. Kataev, A. S. Osin, Ya. V. Fominov, and I. A. Garifullin, "Expanding the operational temperature window of a superconducting spin valve", Phys. Rev. B **109**, 144517 (2024).
9. N. G. Pugach, M. O. Safonchik, V. I. Belotelov, T. Ziman, and T. Champel, "Superconducting spin valves based on a single spiral magnetic layer", Phys. Rev. Appl. **18**, 054002 (2022).
10. N. Banerjee, C. B. Smiet, R. G. J. Smits, A. Ozaeta, F. S. Bergeret, M. G. Blamire, and J. W. A. Robinson, "Evidence for spin selectivity of triplet pairs in superconducting spin valves", Nat. Commun. **5**, 3048 (2014).
11. J. Y. Gu, C.-Y. You, J. S. Jiang, J. Pearson, Ya. B. Bazaliy, and S. D. Barder, "Magnetization-Orientation Dependence of the Superconducting Transition Temperature in the Ferromagnet-Superconductor-Ferromagnet System: CuNi/Nb/CuNi", Phys. Rev. Lett. **89**, 267001 (2002).
12. A. Potenza and C. H. Marrows, "Superconductor-ferromagnet CuNi/Nb/CuNi trilayers as superconducting spin-valve core structures", Phys. Rev. B **71**, 180503 (2005).
13. P. V. Leksin, A. A. Kamashev, N. N. Garif'yanov, I. A. Garifullin, Ya. V. Fominov, J. Schumann, C. Hess, V. Kataev, and B. Büchner, "Peculiarities of performance of the spin valve for the superconducting current", JETP Lett. **97**, 549 (2013).
14. М. Г. Хусаинов, М. М. Хусаинов, Н. М. Иванов, Ю. Н. Прошин, "Уединенная возвратная сверхпроводимость в асимметричных трислоях ферромагнетик/сверхпроводник/ферромагнетик", Письма в ЖЭТФ **90**, 402 (2009) [M. G. Khusainov, M. M. Khusainov, N. M. Ivanov, and Yu. N. Proshin, "Separate re-entrant superconductivity in asymmetric ferromagnet/superconductor/ferromagnet trilayers", JETP Lett. **90**, 359 (2009)].
15. Yu. Proshin, M. Khusainov, and M. Khusainov, "Proximity effect as a probe of electronic correlations and exchange field in ferromagnet/superconductor nanostructures", Physica C: Superconductivity **470**, 874 (2010).
16. М. В. Авдеев, Ю. Н. Прошин, "Уединенная сверхпроводимость в гетероструктуре ферромагнетик–сверхпроводник", Письма в ЖЭТФ **102**, 106 (2015) [M. V. Avdeev and Yu. N. Proshin, "Solitary Superconductivity in a Ferromagnet–Superconductor Heterostructure", JETP Lett. **102**, 96 (2015)].
17. M. Avdeev and Yu. Proshin, "The Solitary Superconductivity in Dirty F1F2S Trilayerwith Arbitrary Interfaces", J. Low Temp. Phys. **185**, 453 (2016).
18. M. V. Avdeev and Y. N. Proshin, "Proximity effect as a probe of electronic correlations and exchange field in ferromagnet/superconductor nanostructures", J. Magn. Magn. Mater. **440**, 116 (2017).

19. A. A. Kamashev, P. V. Leksin, J. Schumann, V. Kataev, J. Thomas, T. Gemming, and I. A. Garifullin, “Proximity effect between a superconductor and a partially spin-polarized ferromagnet: Case study of the $Pb/Cu/Co_2Cr_{1-x}Fe_xAl_y$ trilayer”, Phys. Rev. B **96**, 024512 (2017).
20. P. V. Leksin, N. N. Garif’yanov, A. A. Kamashev, Ya. V. Fominov, J. Schumann, C. Hess, V. Kataev, B. Büchner, and I. A. Garifullin, “Superconducting spin-valve effect and triplet superconductivity in CoO_x/Fe1/Cu/Fe2/Cu/Pb multilayer”, Phys. Rev. B **91**, 214508 (2015).
21. P. V. Leksin, A. A. Kamashev, J. Schumann, V. Kataev, J. Thomas, B. Büchner, and I. A. Garifullin, “Boosting the superconducting spin valve effect in a metallic superconductor/ferromagnet heterostructure”, Nano Res. **9**, 1005 (2016).
22. Е. А. Седов, В. В. Завьялов, К. Ю. Арутюнов, “Квантовый размерный эффект в сверхпроводниках”, Известия Уфимского научного центра РАН **1**, 39 (2021) [E. A. Sedov, V. V. Zav’yalov, and K. Yu. Arutyunov, “Kvantovyi razmernyi effekt v sverkhprovodnikakh”, Izvestiya Ufimskogo Nauchnogo Tsentra RAS **1**, 39 (2021)].
23. A. A. Shanenko, M. D. Croitoru, and F. M. Peeters, “Quantum-size effects on Tc in superconducting nanofilms”, Europhys. Lett. **76**, 498 (2006).
24. A. A. Kamashev, A. A. Validov, J. Schumann, V. Kataev, B. Büchner, Ya. V. Fominov, and I. A. Garifullin, “Increasing the performance of a superconducting spin valve using a Heusler alloy”, Beilstein J. Nanotechnol **9**, 1764 (2018).
25. K. D. Usadel, “Generalized diffusion equation for superconducting alloys”, Phys. Rev. Lett. **25**, 507 (1970).
26. Ю. Изюмов, Ю. Прошин, М. Хусаинов, “Конкуренция сверхпроводимости и магнетизма в гетероструктурах ферромагнетик/сверхпроводник”, УФН **172**, 113 (2002) [Yu. A. Izyumov, Yu. N. Proshin, and M. G. Khusainov, “Competition between superconductivity and magnetism in ferromagnet/superconductor heterostructures”, Phys.-Uspekhi **45**, 109 (2009)].
27. M. V. Avdeev and Yu. N. Proshin, “Current switches based on asymmetric ferromagnet-superconductor nanostructures with allowance for a triplet channel in an external magnetic field”, JETP **117**, 1101 (2013).