

# Эффект сверхпроводящего спинового клапана в гетероструктуре Co/Pb/Co с изолирующими прослойками

А. А. Камашев<sup>+1)</sup>, Н. Н. Гарифьянов<sup>+</sup>, А. А. Валидов<sup>+</sup>, В. Е. Катаев\*, А. С. Осин<sup>×</sup>, Я. В. Фоминов<sup>×</sup>,  
И. А. Гарифуллин<sup>+</sup>

<sup>+</sup>Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН, 420029 Казань, Россия

\*Leibniz Institute for Solid State and Materials Research, D-01069 Dresden, Germany

<sup>×</sup>Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 5 декабря 2023 г.

После переработки 27 декабря 2023 г.

Принята к публикации 11 января 2024 г.

Исследованы сверхпроводящие свойства гетероструктуры Co/Pb/Co с тонкими изолирующими прослойками, роль которых играют окисленные интерфейсы сверхпроводник/ферромагнетик. Изучено поведение температуры перехода гетероструктуры в сверхпроводящее состояние ( $T_c$ ) при изменении взаимной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев с антипараллельной на параллельную (так называемый эффект сверхпроводящего спинового клапана). Как правило, данный эффект наиболее выражен в случае идеального металлического контакта на границах раздела сверхпроводник/ферромагнетик. Мы же наблюдали значительный эффект сверхпроводящего спинового клапана для структур с ухудшенными интерфейсами сверхпроводник/ферромагнетик. Разница в  $T_c$  при изменении взаимной ориентации намагниченностей двух ферромагнитных слоев Co с антипараллельной на параллельную составила 0.2 К при оптимальной толщине сверхпроводящего Pb-слоя. Наши исследования верифицируют ранние, до сих пор не подтвержденные результаты Дойчера и Менье [G. Deutscher and F. Meunier, Phys. Rev. Lett. **22**, 395 (1969)], и открывают новые интересные возможности улучшения параметров сверхпроводящего спинового клапана.

DOI: 10.31857/S1234567824040086, EDN: szruqq

**Введение** Различные теоретические модели и практические конструкции сверхпроводящего спинового клапана (ССК) исследуются на протяжении последних 25 лет (см., например, [1–10]). Фундаментальный интерес к таким системам связан с тем, что в них существует возможность пространственного разделения сверхпроводимости (С) и ферромагнетизма (Ф) в рамках одной структуры для исследований их взаимного влияния на свойства друг друга (см., например, [11–17]). Помимо этого, структуры ССК являются перспективными элементами сверхпроводящей спинтроники (см., например, [18–22]). Впервые теоретическая модель ССК конструкции Ф1/Ф2/С была предложена О и др. в 1997 г. [1]. В 1999 году Тагировым [2] и Буздиным и др. [3] была предложена другая модель конструкции Ф1/С/Ф2. Здесь, Ф1 и Ф2 – ферромагнитные слои; С – сверхпроводящий слой. Принцип работы ССК основан на эффекте близости С/Ф. В структурах ССК можно управлять степенью подавления сверхпроводимости путем изменения взаим-

ной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев, то есть величиной среднего обменного поля Ф-слоев, действующего на С-слой. Температура перехода в сверхпроводящее состояние  $T_c$  в структурах ССК минимальна/максимальна для параллельной (П)/антипараллельной (АП) ориентации намагниченностей Ф-слоев, соответственно. Величина эффекта ССК определяется как разница температур  $\Delta T_c = T_c^{AP} - T_c^P$ . Полный эффект ССК реализуется только в том случае, когда  $\Delta T_c$  превышает ширину сверхпроводящего перехода  $\delta T_c$  в П- и АП-ориентациях. Впервые экспериментально реализовать полный эффект ССК удалось в 2010 г. для конструкции Ф1/Ф2/С [10].

На сегодняшний день подробно изучены различные конструкции ССК с использованием разнообразных элементных металлов и сплавов. Результаты этих исследований указывают, что, возможно, уже достигнут предел величины эффекта ССК (см., например, [23–25]). В основе работы этих конструкций лежит эффект близости С/Ф, который определяется качеством границы раздела между С- и Ф-слоями. Именно поэтому всегда особое внимание в структу-

<sup>1)</sup>e-mail: kamandi@mail.ru

рах ССК уделялось интерфейсу С/Ф. Обычно считается, что для наблюдения эффектов ССК необходимо, чтобы интерфейс С/Ф был совершенным с точки зрения морфологии (см., например, [26]). Однако, в 1969 г. Дойчер и Менье [27] наблюдали значительный эффект ССК  $\Delta T_c \sim 0.3$  К в гетероструктуре FeNi/In/Ni с окисленными интерфейсами С/Ф, что с сегодняшней точки зрения, действительно, удивительно. Окисление ферромагнитных FeNi- и Ni-слоев объяснялось необходимостью ослабления эффекта близости С/Ф, и, как следствие, сверхпроводимость в In-слое могла быть не полностью подавлена средним обменным полем Ф-слоев. В работе же Ли и др. [28] показано, что для наблюдения эффектов ССК нужен непосредственный контакт между ферромагнитным изолятором и сверхпроводником. При этом введение тончайшего изолирующего немагнитного слоя (барьера) на границу раздела С/Ф приводило к полному подавлению эффекта близости С/Ф, и, как следствие, эффекта ССК.

Однако, в работе Дойчера и Менье [27] ухудшение границы С/Ф привело к наблюдению значительного эффекта ССК. Насколько нам известно, работа Дойчера и Менье [27] не получила подтверждения для других конструкций ССК, хотя некоторые экспериментальные группы пытались воспроизвести этот неожиданный результат.

В настоящей работе представлено дальнейшее развитие концепции Дойчера и Менье [27]. Мы исследовали сверхпроводящие свойства структур ССК, состоящих из других ферромагнитных и сверхпроводящих материалов по сравнению с описанными в работе [27]. Следует отметить, что работа [27] являлась одной из первых, где исследовались тонкопленочные гетероструктуры на базе С/Ф. В то время отсутствовало глубокое понимание явлений, происходящих в таких структурах. Поэтому параметры структуры (толщины слоев и условия их приготовления) в работе [27] могли быть неоптимальными.

Мы изготовили структуры ССК Co1/Pb/Co2 с тонкими изолирующими прослойками на границах раздела Co1/Pb и Pb/Co2. Формирование окисленных изолирующих прослоек на границах раздела было сделано по примеру работ [27, 29]. Мы изучили зависимость величины эффекта ССК  $\Delta T_c$  от толщины Pb-слоя. Было установлено, что величина  $\Delta T_c$  достигает 0.2 К при оптимальной толщине Pb-слоя, что превосходит большинство значений эффекта для структур с идеальными границами раздела С/Ф.

**Образцы.** Образцы изготавливались на напылительной установке фирмы VESTEC. Была приготовлена основная серия образцов CoO<sub>x</sub>(3.5 нм)/

Co1(3 нм)/И1/Pb(*d*<sub>Pb</sub>)/И2/Co2(3 нм)/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>(85 нм) с варьируемой толщиной Pb-слоя *d*<sub>Pb</sub> в пределах от 40 до 120 нм. Образцы напылялись на высококачественные монокристаллические подложки MgO (001). Здесь: CoO<sub>x</sub> – антиферромагнитный (АФ) слой, необходимый для фиксации намагниченности Co1-слоя; Co1 и Co2 – ферромагнитные Ф1- и Ф2-слои; И1 и И2 – тонкие оксидные изолирующие прослойки; Pb – сверхпроводящий слой, Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> – защитный слой. Слои наносились методами электронно-лучевого испарения (Co, Pb) и магнетронного напыления на переменном токе (Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>). Слой CoO<sub>x</sub> был приготовлен окислением металлического Co-слоя в атмосфере кислорода при давлении 100 мбар в течение двух часов. После этого в камере молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) наносился Co1-слой поверх слоя CoO<sub>x</sub>. Слой И1 формировался на поверхности Co1 в загрузочной камере в атмосфере кислорода при давлении около  $\sim 10^{-2}$  мбар в течение 60 с. Наши исследования показали, что такое короткое время окисления не приводит к образованию антиферромагнитного CoO<sub>x</sub>. После этого в МЛЭ камере наносился Pb-слой при температуре подложки  $T_{\text{sub}} \sim 150$  К. Такая температура подложки была необходима для получения гладкого Pb-слоя [26]. Слой Pb выдерживался в загрузочной камере в атмосфере кислорода при давлении около  $10^{-2}$  мбар в течение 30 с для формирования И2-слоя на его поверхности. Далее в МЛЭ камере наносился Co2-слой. На последнем этапе все образцы покрывались защитным слоем Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>. Скорости напыления слоев составляли: 0.5 Å/с для Co-слоев; 12 Å/с для Pb-слоя; 1.8 Å/с для защитного Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>-слоя.

Толщина АФ-слоя CoO<sub>x</sub>  $d_{\text{CoO}_x} = 3.5$  нм была выбрана на основе результатов наших предыдущих исследований [30–32]. Такая величина  $d_{\text{CoO}_x}$  позволяет зафиксировать намагниченность Co1-слоя вдоль направления внешнего магнитного поля до  $H_0^{\text{max}} \sim 1.5$  кЭ. Толщины Co1 и Co2-слоев одинаковы и составляют 3 нм. Кроме того, нами была приготовлена контрольная серия образцов Co1/Pb/Co2 с такими же толщинами слоев как и у основной серии, но без изолирующих прослоек. Структуры приготовленных образцов представлены на рис. 1.

**Экспериментальные результаты.** Величины  $T_c$  определялись из зависимостей удельного сопротивления от температуры. Сопротивление измерялось при помощи стандартного 4-контактного метода на постоянном токе. Значения  $T_c$  определялись как средняя точка на сверхпроводящем переходе.

Вначале образцы охлаждались от комнатной до гелиевых температур во внешнем магнитном поле

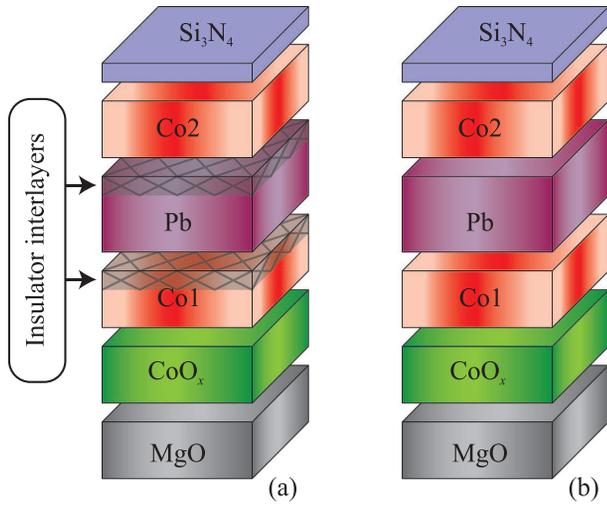


Рис. 1. (Цветной онлайн) Структуры приготовленных образцов: (а) – основная серия образцов  $\text{CoO}_x/\text{Co1}/\text{И1}/\text{Pb}/\text{И2}/\text{Co2}/\text{Si}_3\text{N}_4$  с изолирующими прослойками; (б) – контрольная серия образцов  $\text{CoO}_x/\text{Co1}/\text{Pb}/\text{Co2}/\text{Si}_3\text{N}_4$  без изолирующих прослоек

порядка 5 кЭ, приложенном вдоль плоскости образца (*field cooling procedure*). Это позволяло добиться параллельной ориентации намагниченностей Ф-слоев и зафиксировать намагниченность  $\text{Co1}$ -слоя вдоль направления приложенного поля до  $H_0^{\text{max}} \sim 1.5$  кЭ. Далее была исследована температурная зависимость удельного сопротивления  $R(T)$  для П- и АП-ориентаций намагниченностей Ф-слоев для обеих серий образцов. Взаимное изменение ориентации намагниченностей Ф-слоев достигалась путем вращения вектора приложенного внешнего магнитного поля  $H_0 = 1$  кЭ, приводящего к соответствующему повороту намагниченности  $\text{Co2}$ -слоя.

На рисунке 2 показаны кривые сверхпроводящих переходов для образцов  $\text{CoO}_x(3.5 \text{ нм})/\text{Co1}(3 \text{ нм})/\text{И1}/\text{Pb}(d_{\text{Pb}})/\text{И2}/\text{Co2}(3 \text{ нм})$  с толщинами С-слоя  $d_{\text{Pb}} = 120, 60$  и  $40$  нм при П ( $H_0 = +1$  кЭ) и АП ( $H_0 = -1$  кЭ) ориентациях намагниченностей  $\text{Co1}$ - и  $\text{Co2}$ -слоев, соответственно. Очевидно, что для образца с  $d_{\text{Pb}} = 60$  нм реализован полный эффект ССК ( $\Delta T_c > \delta T_c$ ) со значением  $\Delta T_c = 0.2$  К (см. рис. 2б).

На рисунке 3 представлена зависимость  $\Delta T_c$  от толщины  $\text{Pb}$ -слоя  $d_{\text{Pb}}$  для основной серии образцов с изолирующими прослойками.  $\Delta T_c$  практически линейно увеличивается с уменьшением  $d_{\text{Pb}}$  до значений 60 нм, после чего  $\Delta T_c$  начинает резко уменьшаться. Максимальная величина эффекта ССК  $\Delta T_c = 0.2$  К достигается при оптимальной толщине сверхпроводящего слоя  $d_{\text{Pb}} = 60$  нм.

Следует отметить, что для всех образцов контрольной серии с такими же толщинами слоев, как

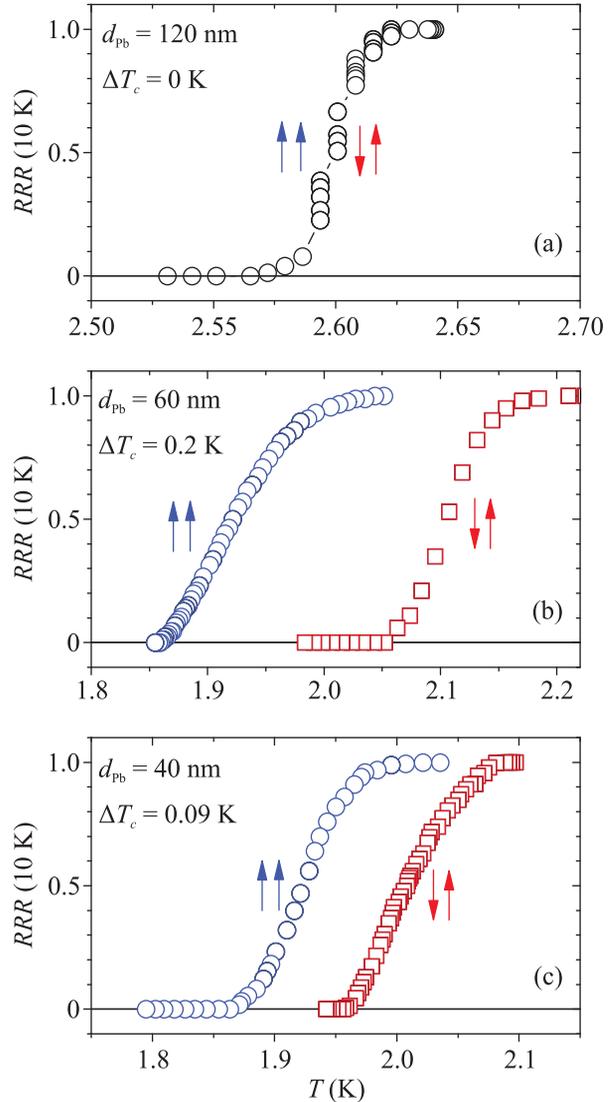


Рис. 2. (Цветной онлайн) Кривые сверхпроводящих переходов для образцов  $\text{CoO}_x(3.5 \text{ нм})/\text{Co1}(3 \text{ нм})/\text{И1}/\text{Pb}(d_{\text{Pb}})/\text{И2}/\text{Co2}(3 \text{ нм})$  с толщинами С-слоя  $d_{\text{Pb}} = 120, 60$  и  $40$  нм при П ( $H_0 = +1$  кЭ) и АП ( $H_0 = -1$  кЭ) ориентациях намагниченностей  $\text{Co1}$ - и  $\text{Co2}$ -слоев, соответственно

и в основной серии, но без изолирующих прослоек, сверхпроводимость не наблюдалась вплоть до самой низкой достижимой нами температуры 1.4 К.

**Обсуждение результатов.** Наши результаты демонстрируют значительную величину эффекта ССК в гетероструктурах  $\Phi1/\text{C}/\Phi2$  с изолирующими прослойками на границах раздела  $\Phi1/\text{C}$  и  $\text{C}/\Phi2$  и таким образом подтверждают первоначальные результаты Дойчера и Менье [27]. Более того, выясняется, что толщина С-слоя является важным параметром для реализации полного эффекта ССК. Если сверхпроводящий слой слишком толстый,

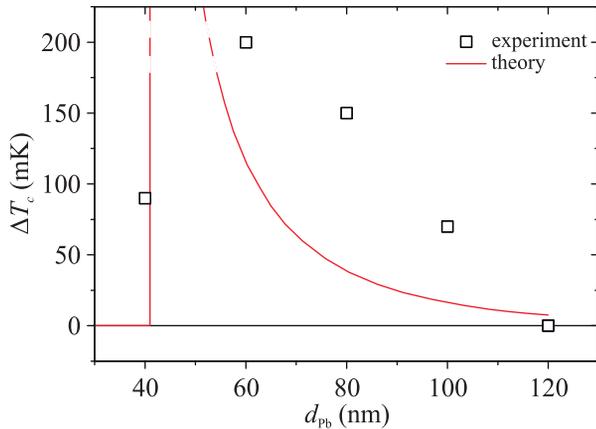


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость величины эффекта ССК  $\Delta T_c$  от толщины Рb-слоя  $d_{Pb}$  для основной серии образцов с изолирующими прослойками. Сплошная кривая – теоретическая зависимость  $\Delta T_c(d_{Pb})$  (см. пункт “Обсуждение результатов”)

то эффект не наблюдается. При уменьшении  $d_{Pb}$  значение  $\Delta T_c$  увеличивается и достигает максимума 0.2 К при  $d_{Pb} = 60$  нм (см. рис. 3). Дальнейшее уменьшение  $d_{Pb}$  приводит к резкому падению  $T_c$ . По-видимому, несмотря на изолирующие прослойки, эффект близости С/Ф становится более выраженным при уменьшении  $d_{Pb}$ .

Достигнутая нами максимальная величина эффекта ССК  $\Delta T_c$  вдвое превышает величины эффектов в работах [30–33], где исследовались структуры ССК с элементарными металлическими ферромагнитными слоями и идеальными границами раздела С/Ф. Полученный нами результат довольно необычен, поскольку противоречит считающемуся важнейшим условием реализации эффекта близости С/Ф – наличию хорошего металлического контакта между С- и Ф-слоями. Не исключено, что оксидные изолирующие прослойки остаются магнитными, как это предполагалось в работах [27, 29]. Они могут играть двойную роль: (1) ослаблять влияние металлического ферромагнитного слоя на С-слой (в контрольных образцах без изолирующих прослоек сверхпроводимость подавляется полностью); (2) и в то же время сохранять своего рода эффект близости, позволяющий переключаться между нормальным и сверхпроводящим состояниями. Стоит отметить, что в работе Ли и др. [28] было продемонстрировано включение/выключение сверхпроводимости в трехслойной системе EuS/Al/EuS, где EuS являлся ферромагнитным изолятором.

Корректное теоретическое описание полученных результатов представляет собой сложную задачу из-за неопределенности параметров интерфейсов струк-

туры ССК. Теория для описания  $T_c$  в симметричных структурах Ф1/С/Ф2 с тонкими изолирующими интерфейсами была сформулирована в работе [34]. Применив эту теорию к нашим данным, мы смогли добиться качественного согласия между теорией и экспериментом (см. рис. 3) при использовании следующих параметров системы: длины когерентности в сверхпроводнике  $\xi_S = 41$  нм; длины когерентности в Ф-слоях  $\xi_F = 12$  нм; параметров интерфейсов  $\gamma = 0.093$  (параметр согласования материалов) и  $\gamma^b = 0.48$  (параметр прозрачности границы) [34] и обменной энергии в Ф-слоях  $h = 0.035$  эВ.

Теория демонстрирует немонотонную зависимость и приблизительное положение максимума величины эффекта ССК. Этот максимум ожидаем, поскольку эффект ССК должен подавляться как в пределе очень тонкого, так и очень толстого С-слоя. Максимальная же величина эффекта ССК должна наблюдаться при толщине С-слоя, близкой к длине когерентности  $\xi_S$ . Однако, количественного согласия между теорией и экспериментом добиться не удалось по следующим возможным причинам. Теория [34] предполагает симметричную структуру Ф1/С/Ф2, наши же образцы могут быть асимметричны с точки зрения прозрачности интерфейсов, поскольку условия формирования И1- и И2-слоев были различными. Кроме того, как отмечено выше, не исключен собственный магнетизм интерфейсов, в то время как в теории [34] они моделируются как немагнитные потенциальные барьеры. Тем не менее, несмотря на эти причины, очевидно препятствующие хорошему количественному совпадению теории и эксперимента, примененный нами теоретический подход позволил качественно понять причину немонотонной зависимости  $\Delta T_c(d_{Pb})$  в исследованных гетероструктурах и определить условия достижения максимального эффекта ССК.

**Заключение.** Исследовались сверхпроводящие свойства гетероструктур ССК Co1/Pb/Co2 с тонкими оксидными изолирующими прослойками, сформированными на границах раздела Co1/Pb и Pb/Co2. Была определена оптимальная толщина сверхпроводящего Рb-слоя для реализации полного эффекта сверхпроводящего спинового клапана. Максимальная величина эффекта ССК составила 0.2 К. Наши результаты подтверждают наблюдения работы Дойчера и Менье [27], в которой был обнаружен большой эффект ССК для структур Ф1/С/Ф2 с изолирующими прослойками. Следует отметить, что полученная нами величина эффекта ССК  $\Delta T_c$  значительно превышает величины эффектов, которые наблюдались для структур с элементарными ферро-

магнитными и сверхпроводящими материалами, где особое внимание уделялось качеству интерфейса С/Ф.

Необходимо отметить, что, по всей видимости, в эффекте сверхпроводящего спинового клапана ключевую роль играет не сила эффекта близости С/Ф, а *чувствительность* сверхпроводимости к магнитной части системы. В наших экспериментах мы старались добиться “ослабленной” сверхпроводимости, максимально чувствительной к изменению взаимной ориентации намагниченностей Ф-слоев. В структурах Co1/Pb/Co2 без изолирующих прослоек сверхпроводимость полностью подавлена. Роль изолирующих прослоек, возможно, заключается в восстановлении сверхпроводимости в системе путем ухудшения эффекта близости С/Ф. Такая “восстановленная” сверхпроводимость, действительно, оказывается очень чувствительной к магнитной части структуры. Полученные результаты позволяют надеяться, что исследования структур ССК с модифицированными интерфейсами окажут стимулирующее влияние на развитие новых подходов к оптимизации рабочих и конструкционных параметров сверхпроводящих спиновых клапанов.

**Финансирование работы.** Работа А. А. Камашева и Н. Н. Гарифьянова по приготовлению образцов была финансирована Российским научным фондом из проекта # 21-72-20153. Работа А. А. Камашева, Н. Н. Гарифьянова, А. А. Валидова и И. А. Гарифуллина по исследованию сверхпроводящих свойств систем была выполнена в рамках государственного задания Федерального исследовательского центра Казанского научного центра Российской академии наук. Работа Я. В. Фоминова была выполнена в рамках государственного задания Института теоретической физики им. Л. Д. Ландау Российской академии наук.

**Конфликт интересов.** Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. S. Oh, D. Youm, and M. R. Beasley, Appl. Phys. Lett. **71**, 2376 (1997).
2. L. R. Tagirov, Phys. Rev. Lett. **83**, 2058 (1999).
3. A. I. Buzdin, A. V. Vedyayev, and N. V. Ryzhanova, Europhys. Lett. **48**, 686 (1999).
4. J. Y. Gu, C. Y. You, J. S. Jiang, J. Pearson, Ya. B. Bazaliy, and S. D. Bader, Phys. Rev. Lett. **89**, 267001 (2002).
5. I. C. Moraru, W. P. Pratt, and N. O. Birge, Phys. Rev. Lett. **96**, 037004 (2006).
6. A. Potenza and C. H. Marrows, Phys. Rev. B **71**, 180503(R) (2005).
7. K. Westerholt, D. Sprungmann, H. Zabel, R. Brucas, B. Hjörvarsson, D. A. Tikhonov, and I. A. Garifullin, Phys. Rev. Lett. **95**, 097003 (2005).
8. R. Steiner and P. Ziemann, Phys. Rev. B **74**, 094504 (2006).
9. N. G. Pugach, M. Yu. Kupriyanov, A. V. Vedyayev, C. Lacroix, E. Goldobin, D. Koelle, R. Kleiner, and A. S. Sidorenko, Phys. Rev. B **80**, 134516 (2009).
10. P. V. Leksin, N. N. Garif'yanov, I. A. Garifullin, J. Schumann, H. Vinzelberg, V. Kataev, R. Klingeler, O. G. Schmidt, and B. Büchner, Appl. Phys. Lett. **97**, 102505 (2010).
11. L. B. Ioffe, V. B. Geshkenbein, M. V. Feigel'man, A. L. Fauchère, and G. Blatter, Nature **398**, 679 (1999).
12. M. V. Feigel'man, Phys.-Uspekhi **42**, 823 (1999).
13. A. I. Buzdin, Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).
14. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, Rev. Mod. Phys. **77**, 1321 (2005).
15. M. G. Blamire and J. W. A. Robinson, J. Phys.: Condens. Matter **26**, 453201 (2014).
16. J. Linder and J. W. A. Robinson, Nat. Phys. **11**, 307 (2015).
17. M. Eschrig, Rep. Prog. Phys. **78**, 104501 (2015).
18. E. A. Demler, G. B. Arnold, and M. R. Beasley, Phys. Rev. B **55**, 15174 (1997).
19. I. A. Garifullin, J. Magn. Magn. Mater. **240**, 571 (2002).
20. I. Žutić, J. Fabian, and S. Das Sarma, Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).
21. J. Linder, T. Yokoyama, and A. Sudbø, Phys. Rev. B **79**, 224504 (2009).
22. K. B. Efetov, I. A. Garifullin, A. F. Volkov, and K. Westerholt, *Spin-Polarized Electrons in the superconductor/ferromagnet hybrid structures: Magnetic Nanostructures. Spin Dynamic and Spin Transport*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2013).
23. Y. Gu, G. B. Halász, J. W. A. Robinson, and M. G. Blamire, Phys. Rev. Lett. **115**, 067201 (2015).
24. A. Singh, S. Voltan, K. Lahabi, J. Aarts, Phys. Rev. X **5**, 021019 (2015).
25. A. A. Kamashev, N. N. Garif'yanov, A. A. Validov, J. Schumann, V. Kataev, B. Büchner, Ya. V. Fominov, and I. A. Garifullin, Phys. Rev. B **100**, 134511 (2019).
26. P. V. Leksin, A. A. Kamashev, J. Schumann, V. E. Kataev, J. Thomas, B. Büchner, and I. A. Garifullin, Nano Res. **9**, 1005 (2016).
27. G. Deutscher and F. Meunier, Phys. Rev. Lett. **22**, 395 (1999).
28. B. Li, N. Roschewsky, B. A. Assaf, M. Eich, M. Epstein-Martin, D. Heiman, M. Müntenberg, and J. S. Moodera, Phys. Rev. Lett. **110**, 097001 (2013).
29. J. M. Lommel and C. D. Graham, Jr., J. Appl. Phys. **33**, 1160 (1968).

30. 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, *Phys. Rev. B* **91**, 214508 (2015).
31. I.A. Garifullin, P.V. Leksin, N.N. Garif'yanov, A.A. Kamashev, Ya.V. Fominov, J. Schumann, Y. Krupskaya, V. Kataev, O.G. Schmidt, and B. Büchner, *J. Magn. Magn. Mater.* **373**, 18 (2015).
32. A.A. Kamashev, P.V. Leksin, N.N. Garif'yanov, A.A. Validov, J. Schumann, V. Kataev, B. Büchner, and I.A. Garifullin, *J. Magn. Magn. Mater.* **459**, 7 (2018).
33. P.V. Leksin, N.N. Garif'yanov, I.A. Garifullin, Ya.V. Fominov, J. Schumann, Y. Krupskaya, V. Kataev, O.G. Schmidt, and B. Büchner, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 057005 (2012).
34. Ya.V. Fominov, A.A. Golubov, and M. Yu. Kupriyanov, *JETP Lett.* **77**, 510 (2003).