

ЭФФЕКТ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО СПИНОВОГО КЛАПАНА В СТРУКТУРАХ СО СЛОЕМ ФЕРРОМАГНИТНОГО СПЛАВА ГЕЙСЛЕРА

А. А. Камашев^{a,b*}, Н. Н. Гарифьянов^a, А. А. Валидов^a,

Я. В. Фоминов^c, И. А. Гарифуллин^a

^a Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского,
ФИЦ Казанский научный центр Российской академии наук
420029, Казань, Россия

^b Казанский федеральный университет
420008, Казань, Россия

^c Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 18 февраля 2020 г.,
после переработки 18 февраля 2020 г.
Принята к публикации 18 февраля 2020 г.

Проведен сравнительный анализ сверхпроводящих свойств двух типов спиновых клапанов, содержащих сплав Гейслера $\text{Co}_2\text{Cr}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Al}_y$ в качестве одного из двух ферромагнитных слоев (Ф1 или Ф2) в структурах Ф1/Ф2/С. Мы использовали слой сплава Гейслера а) в качестве слабого ферромагнетика в случае Ф2-слоя, б) в качестве полуметалла в случае Ф1-слоя. В первом случае получен большой классический эффект сверхпроводящего спинового клапана ΔT_c , которому способствовал существенный триплетный вклад в эффект сверхпроводящего спинового клапана ΔT_c^{trip} . Во втором случае наблюдалась гигантская величина ΔT_c^{trip} , достигающая 0.5 К.

DOI: 10.31857/S004445102008012X

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования взаимодействия двух антагонистических явлений — сверхпроводимости и ферромагнетизма — проводятся с середины 1960-х гг. Антагонизм этих явлений заключается в том, что ферромагнетизм предполагает параллельную (P) ориентацию спинов, а сверхпроводимость — антипараллельную (AP), так как спины электронов, входящих в куперовскую пару, противоположно направлены. В связи с произошедшим в последнее время технологическим прогрессом в приготовлении высококачественных тонких слоистых металлических пленок (мультислоев) вектор исследований был смещен в сторону искусственно созданных многослойных гетероструктур (см., например, обзоры [1–3]). Интерес к структурам, состоящим из

ферромагнитных и сверхпроводящих слоев, связан с тем, что в них сверхпроводимость (S) и ферромагнетизм (F) пространственно разнесены. Эффекты, которые наблюдаются в таких структурах, получили название эффекта близости сверхпроводник/ферромагнетик (S/F).

В последние два десятилетия XXI века проявляется огромный теоретический и экспериментальный интерес к разработке логических элементов для сверхпроводящей спинтроники (см., например, [4, 5]). Согласно данным работам, наиболее перспективными устройствами для использования в элементах квантовой логики являются гетероструктуры, основанные на эффекте близости S/F [6]. Элемент квантового кубита [7, 8] основан на так называемом джозефсоновском π -контакте [9, 10], который может быть реализован в тонкопленочной гетероструктуре $S/F/S$. В этом плане интерфейс S/F уже давно вызывает фундаментальный интерес [11]. В частности, в 1997 г. группа профессора Бисли из Стэн-

* E-mail: kamandi@mail.ru

фордского университета [12] предложила теоретическую модель сверхпроводящего спинового клапана (ССК), основанную на том, что степень разрушения куперовских пар в С/Ф-системах зависит от взаимной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев в структуре Ф1/Ф2/С. Таким образом, подавление сверхпроводимости в такой структуре могло бы осуществляться контролируемым путем. При этом по версии работы [12] значение температуры перехода в сверхпроводящее состояние при антипараллельной (AP) ориентации намагниченностей, T_c^{AP} , оказывается выше, чем при параллельной (P) ориентации, T_c^P . Физический смысл данного явления основывается на эффекте близости С/Ф и состоит в том, что среднее значение обменного поля, действующего на куперовские пары системы, меньше для антипараллельной ориентации, чем для параллельной ориентации. Исторически первые экспериментальные работы, посвященные реализации переключающего устройства на основе тонкопленочных структур, состоящих из С- и Ф-слоев, были опубликованы Дойчером и Менье [13], а также Клинтоном и Джонсоном [14–17]. В работах [14–17] подавление сверхпроводимости осуществлялось за счет дипольных магнитных полей на краях ферромагнитного слоя. В работе [13] между Ф- и С-слоями присутствовал слой окисла, который препятствовал прямому проникновению куперовских пар из С-слоя в Ф-слой.

Другой возможный вариант ССК, основанный на эффекте близости С/Ф, был предложен теоретически Тагировым [18] в 1999 г. Эта конструкция несколько отличалась от первой [12] и предполагала трехслойную систему Ф1/С/Ф2. Был опубликован целый ряд экспериментальных работ (см., например, [19–22]), в которых наблюдался эффект спинового клапана в структурах Ф1/С/Ф2. Однако величина эффекта $\Delta T_c = T_c^{AP} - T_c^P$ во всех экспериментальных работах была меньше ширины перехода в сверхпроводящее состояние δT_c .

Прошло более десяти лет, прежде чем экспериментально удалось реализовать сверхпроводящий спиновый клапан, предложенный группой профессора Бисли. Впервые полный эффект переключения спинового клапана из сверхпроводящего состояния в нормальное и наоборот был экспериментально реализован в системе $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{In}$ в 2010 г. нашей группой [23]. Величина эффекта составляла $\Delta T_c = 19$ мК при ширине сверхпроводящего перехода $\delta T_c \approx 7$ мК.

В 2010 г. Фоминовым и др. была разработана теория ССК для конструкций Ф1/Ф2/С для слу-

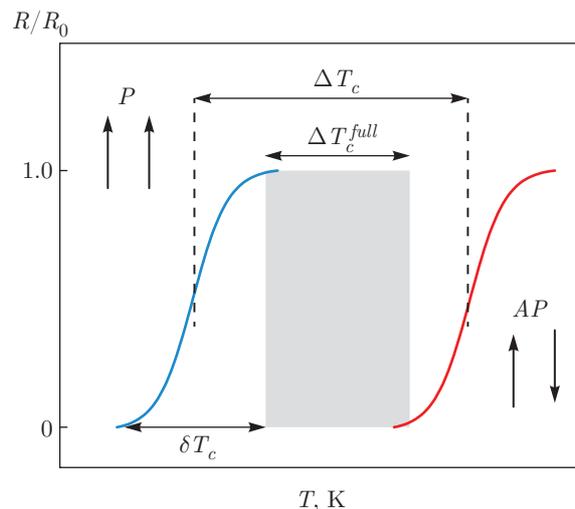


Рис. 1. Схематическое изображение принципа работы ССК. Сплошными линиями изображены кривые сверхпроводящих переходов (отношение удельного сопротивления R/R_0 как функция T) с шириной δT_c при параллельной и антипараллельной ориентациях намагниченностей Ф-слоев. Серая область шириной ΔT_c^{full} показывает рабочую зону ССК (см. текст)

чая неколлинеарной взаимной ориентации между намагниченностями ферромагнитных слоев [24]. В этой работе авторы показали, что квантовая интерференция парной волновой функции куперовской пары, отраженной от обеих сторон Ф2-слоя в структурах Ф1/Ф2/С, может быть как конструктивной, так и деструктивной. Это зависит от толщины Ф2-слоя, и в зависимости от этой толщины может наблюдаться как прямой, так и обратный эффект ССК. И действительно, зависящее от толщины знакопеременное поведение эффекта ССК экспериментально наблюдалось в нашей работе [25].

На рис. 1 схематически показана работа классического ССК, где квантовая интерференция парной волновой функции куперовской пары является конструктивной. Здесь представлены два сверхпроводящих перехода с шириной δT_c , соответствующих P- и AP-ориентациям намагниченностей Ф1- и Ф2-слоев. Они сдвинуты друг относительно друга на величину эффекта ССК $\Delta T_c = T_c^{AP} - T_c^P$. Величины T_c^{AP} и T_c^P отвечают температурам перехода в сверхпроводящее состояние при AP- и P-ориентациях намагниченностей Ф-слоев соответственно. На рис. 1 серый прямоугольник — это рабочая температурная зона ССК. Если в пределах данного прямоугольника при фиксированной температуре менять взаимную ориентацию намагниченностей Ф-слоев от AP к P, то будет наблюдаться полное переключение между

сверхпроводящим и нормальным состояниями ССК. В связи с этим ширина прямоугольника ΔT_c^{full} является наиболее важным параметром ССК. Стоит отметить, что выполнение условия $\Delta T_c > \delta T_c$ не всегда является достаточным для успешной работы ССК. На самом деле фактическая величина ΔT_c^{full} всегда меньше, чем ΔT_c из-за конечного значения δT_c , и эта разница становится тем больше, чем больше значение δT_c . В нашей первой работе [23], в которой удалось экспериментально реализовать полный эффект ССК, величина ΔT_c^{full} была всего порядка 10 мК. Таким образом, чтобы улучшить эффективность ССК, необходимо увеличивать величину ΔT_c^{full} . Это было предпринято в большом количестве работ в различных конструкциях ССК (см., например, обзоры [26–28] и более поздние публикации [29–31]).

Теория Фомина и др. [24] предсказывала генерацию дальнедействующих триплетных компонент (ДТК) сверхпроводящего конденсата в структурах Ф1/Ф2/С при неколлинеарных ориентациях намагниченностей Ф-слоев. Согласно этой теории, характерный минимум T_c на угловой зависимости $T_c(\alpha)$ (где α — угол между намагниченностями ферромагнитных слоев) является прямым свидетельством генерации ДТК в структурах Ф1/Ф2/С. Подавление T_c в изученных системах происходит благодаря утечке куперовских пар в Ф-слой. В этом смысле генерация ДТК при неколлинеарных ориентациях намагниченностей открывает дополнительный канал для такой утечки. Вследствие этого подавление T_c усиливается, что и приводит к минимальным значениям T_c вблизи ортогональной ориентации намагниченностей Ф-слоев. Следует отметить, что триплетные компоненты сверхпроводящего конденсата генерируются из синглетной компоненты (превращение вследствие воздействия обменного поля), уменьшая амплитуду синглетной компоненты в слое сверхпроводника, истощая таким образом сверхпроводящий конденсат во всей структуре. Этот эффект может оказаться значительным, поскольку величины синглетной компоненты, индуцированной эффектом близости, и дальнедействующей триплетной компоненты могут оказаться одного порядка вблизи интерфейса Ф2/С.

На сегодняшний день большое количество исследований эффекта ССК сместилось в сторону изучения ДТК сверхпроводящего конденсата (см. статьи [32–45]). Например, Яра и др. в работе [46] экспериментально исследовали сверхпроводящие свойства структуры $\text{CoO}/\text{Co}/\text{Cu}/\text{Co}/\text{Nb}$. Они привели четкое доказательство наличия ДТК в сво-

их структурах, а также наблюдали хорошее согласие между теорией и экспериментом [47] (теория для ДТК, использованная в этой статье, была основана на численном решении микроскопических уравнений Боголюбова–де Жена). Полное переключение между нормальным и сверхпроводящим состояниями с помощью триплетного вклада в эффект ССК наблюдалось нами в структуре $\text{CoO}_x/\text{Py1}/\text{Cu}/\text{Py2}/\text{Cu}/\text{Pb}$, где $\text{Py} = \text{Ni}_{0.81}\text{Fe}_{0.19}$ [48]. Такой же результат был получен Гу и др. [49, 50] для структур ССК $\text{Ho}/\text{Nb}/\text{Ho}$ и $\text{Dy}/\text{Nb}/\text{Dy}$. Величина эффекта ССК в этих структурах достигала порядка 400 мК во внешнем магнитном поле порядка 10 кЭ.

В 2015 г. Сингх и др. [51] обнаружили гигантский триплетный вклад в эффект ССК $\Delta T_c^{trip} \approx 0.6\text{--}0.8$ К (где $\Delta T_c^{trip} = T_c^P(\alpha = 0^\circ) - T_c^{PP}(\alpha = 90^\circ)$) в структуре $\text{CrO}_2/\text{Cu}/\text{Ni}/\text{MoGe}$, в которой в качестве слоя Ф1 использовался полуметалл CrO_2 . На сегодняшний день это рекордное значение разницы температур сверхпроводящего перехода, измеренных при параллельной (P) и перпендикулярной (PP) ориентациях намагниченностей Ф-слоев. Сингх и др. утверждали, что наблюдение гигантской величины ΔT_c^{trip} напрямую связано с использованием полуметаллического слоя CrO_2 . В связи с этим для дальнейшего увеличения производительности ССК необходимо проверить, действительно ли вывод, сделанный в работе [51], справедлив для других полуметаллических соединений в качестве ферромагнитных слоев ССК.

В качестве ферромагнитного материала для наших структур ССК мы выбрали сплав Гейслера $\text{Co}_2\text{Cr}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Al}_y$ (далее НА), так как данный сплав обладает свойствами слабого ферромагнетика или полуметалла в зависимости от условий приготовления. В нашей предыдущей работе [52] мы показали, что пленки НА, напыленные при температуре подложки $T_{sub} \approx 300$ К, являются слабыми ферромагнетиками (далее НА^{RT}). Если же напылять пленки НА при температуре подложки $T_{sub} \geq 600$ К, то они будут полуметаллами (далее НА^{hot}). Стоит отметить, что степень спиновой поляризации (ССП) зоны проводимости пленки НА^{hot} достигает 70–80% [52].

В данной работе, используя НА^{RT} в качестве слабого ферромагнетика в случае Ф2-слоя и НА^{hot} в качестве полуметалла в случае Ф1-слоя в структурах Ф1/Ф2/С, мы провели детальный анализ эффекта ССК для гетероструктур обоих типов. При этом нами была проведена полная теоретическая интерпретация наблюдаемых эффектов ССК. Предва-

нительные результаты были опубликованы в работах [53–56].

2. ОБРАЗЦЫ

Во всех исследованных нами ранее структурах Ф1/Ф2/С (см., например, [23, 25, 26, 48, 54]), в качестве антиферромагнитного (АФ) слоя использовался CoO_x . Антиферромагнитный слой был необходим для фиксации направления намагниченности Ф1-слоя. Однако CoO_x теряет свои антиферромагнитные свойства, если в качестве Ф1-слоя использовать HA^{hot} . При высоких температурах подложки слой CoO_x разлагается и становится обычным ферромагнитным кобальтом, который не способен фиксировать намагниченность HA^{hot} . В связи с этим нам пришлось отказаться от этого АФ-слоя для структур, включающих в свой состав слой HA^{hot} . В таких структурах Ф1/Ф2/С мы используем естественную разность коэрцитивных сил ферромагнитных слоев. Мы изменили философию работы ССК. Направление намагниченности Ф1-слоя свободно, а Ф2-слоя зафиксировано. Это удалось осуществить благодаря тому, что намагниченность слоя Ni тяжелее поддается воздействию магнитного поля, чем намагниченность HA^{hot} -слоя.

Дизайн двух типов исследованных гетероструктур Ф1/Ф2/С представлен на рис. 2. В структурах первого типа в качестве АФ-слоя используется CoO_x , который фиксирует намагниченность Ru (здесь Ф1-слой). Это позволяет нам вращать направление намагниченности слабого ферромаг-

нитного слоя HA^{RT} (здесь Ф2-слой), изменяя направление приложенного внешнего магнитного поля. В свою очередь, в структурах второго типа направление намагниченности HA^{hot} свободное (здесь Ф1-слой), а направление намагниченности слоя Ni (здесь Ф2-слой) зафиксировано за счет большого коэрцитивного поля. Здесь слой Ta является буферным слоем для роста HA^{hot} . Слой Cu между Ф2-слоем и С-слоем предотвращает взаимную диффузию при росте ССК [57]. Слой Cu между двумя Ф-слоями необходим для разнесения намагниченностей этих слоев.

Образцы были приготовлены на высококачественных монокристаллических подложках MgO (001) с использованием классического метода электронно-лучевого испарения в сверхвысоком вакууме (порядка $1 \cdot 10^{-8}$ мбар) и магнетронного распыления в замкнутом вакуумном цикле. Толщина слоев во время роста контролировалась при помощи стандартного кварцевого измерителя толщины. Все материалы, используемые для приготовления образцов, имели чистоту выше 4N, что соответствует уровню загрязнения 0.01 ат. %. Подложки закреплялись на специальном вращающемся держателе образцов, который позволял готовить до восьми образцов в одном вакуумном цикле. После этого держатель образцов помещался в загрузочную камеру. Для напыления слоев Co, Ta, Ru, Cu, Ni, Pb использовался метод электронно-лучевого испарения. Для напыления слоев HA и Si_3N_4 использовался метод магнетронного распыления.

Напыление оксида кобальта проводилось в два этапа. Сначала напылялся Co на подложку, затем подложка перемещалась в загрузочный шлюз и выдерживалась в течение 2 ч в атмосфере кислорода при давлении 100 мбар. После процедуры окисления держатель образцов перемещался в основную камеру, где продолжался процесс осаждения остальных слоев. На последнем этапе держатель образцов перемещался в камеру для приготовления слоев при помощи магнетронного распыления, где образцы покрывались защитным слоем диэлектрика — нитридом кремния Si_3N_4 толщиной 85 нм для предотвращения окисления слоя Pb. Для приготовления высококачественных слоев Pb использовались высокие скорости осаждения порядка 1.0–1.2 нм/с. Это было необходимо для улучшения транспортных свойств слоя свинца. Для других материалов мы использовали следующие скорости осаждения: 0.037 нм/с для HA и 0.05 нм/с для слоев Co, Cu, Ni, Ta и Ru. Для оптимизации роста верхнего фрагмента ССК, содержащего слой Pb, после напыления слоя HA мы

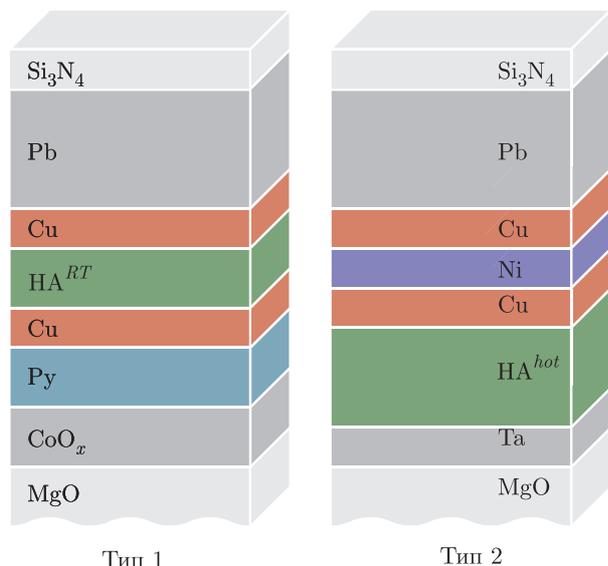


Рис. 2. Два типа структур ССК, изученных в этой работе (подробности см. в тексте)

Таблица 1. Параметры исследуемых образцов, представленных на рис. 2. Тип 1: $\text{CoO}_x(3.5 \text{ нм})/\text{Pb}(5 \text{ нм})/\text{Cu}(4 \text{ нм})/\text{HA}^{RT}(d_{\text{HA}})/\text{Cu}(1.5 \text{ нм})/\text{Pb}(80 \text{ нм})$; тип 2: $\text{HA}^{\text{hot}}(20 \text{ нм})/\text{Cu}(4 \text{ нм})/\text{Ni}(d_{\text{Ni}})/\text{Cu}(1.5 \text{ нм})/\text{Pb}(105 \text{ нм})$

Тип структуры	Название образца	d_{HA} , нм	d_{Ni} , нм
1	PL348-1	0.6	–
	PL341-8	1	–
	PL341-6	4	–
2	PLAK 421-2	–	0.9
	PLAK 421-4	–	1.6
	PLAK 421-5	–	2.0
	PLAK 421-6	–	2.5

уменьшали температуру подложки до 150 К, после чего продолжали процесс приготовления образцов, как это показано в работе [58]. Понижение температуры подложки уменьшает шероховатость слоя свинца, тем самым увеличивая величину эффекта ССК. Параметры исследуемых образцов представлены в табл. 1.

Стоит отметить, что важнейшим различием двух типов структур является температура роста слоя $\text{HA} = \text{Co}_2\text{Cr}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Al}_y$. Согласно нашей предыдущей работе [52], при напылении HA при $T_{\text{sub}} = 300 \text{ К}$ получаем слабый ферромагнетик HA^{RT} , а при $T_{\text{sub}} \geq 600 \text{ К}$ получаем полуметалл HA^{hot} со спиновой поляризацией зоны проводимости около 70–80%. В работе [52] мы также выявили реальный состав наших пленок HA , который показал, что на самом деле $\text{HA}^{RT} = \text{Co}_2\text{Cr}_{0.43}\text{Fe}_{0.36}\text{Al}_{0.5}$, а $\text{HA}^{\text{hot}} = \text{Co}_2\text{Cr}_{0.55}\text{Fe}_{0.72}\text{Al}_{0.62}$. Очевидно, что мы наблюдаем дефицит алюминия в наших пленках по сравнению с идеальным составом сплава Гейслера $\text{Co}_2\text{Cr}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Al}_y$. Несмотря на это, фактически неидеальный состав HA^{hot} демонстрирует высокий уровень степени спиновой поляризации порядка 70% [40]. Хусейн и др. [59] показали, что ССП увеличивается с повышением температуры подложки во время приготовления полуметаллических пленок. В связи с этим мы ожидаем, что значение ССП в наших образцах будет примерно 80%.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Магнитные свойства структуры спинового клапана были охарактеризованы с использованием 7Т VSM SQUID-магнитометра фирмы Quantum Design. Сначала образцы структуры I типа охлаждались от комнатной температуры до 10 К в присутствии магнитного поля +6 кЭ, приложенного в плоскости образца. После такой процедуры охлаждения намагниченность слоя Pb оказывается зафиксированной за счет поля анизотропии АФ-слоя оксида кобальта, так как температура Нееля CoO_x составляет 250–290 К. При температуре 10 К магнитное поле менялось от +4 кЭ до –6 кЭ и наоборот. Измерялось значение магнитного момента, лежащего в плоскости образца (см. рис. 3а). Для репрезентативного образца структур I типа (PL348-1) намагниченность свободного слоя HA^{RT} начинает уменьшаться при уменьшении поля от +4 кЭ до поля порядка +0.1 кЭ. В то же время намагниченность слоя Pb остается зафиксированной вплоть до –2 кЭ из-за закрепления антиферромагнитным слоем CoO_x . Таким образом, в диапазоне полей от +0.1 до –2 кЭ взаимная ориентация двух ферромагнитных слоев является антипараллельной. При дальнейшем изменении поля от –2 до –2.5 кЭ намагниченность слоя Pb становится свободной и начинает вращаться в направлении приложенного поля. Малая петля магнитного гистерезиса для этого образца показала, что внешнего магнитного поля $\pm 1 \text{ кЭ}$ достаточно для изменения взаимной ориентации намагниченностей Φ -слоев с P на AP (см. рис. 3б). Такой вид петель гистерезиса (см. рис. 3) характерен для всех образцов структур I типа.

Исследования магнитных свойств структур II типа показали, что насыщение намагниченности слоя HA^{hot} происходит при 30 Э. При дальнейшем увеличении магнитного поля до 3 кЭ намагниченность слегка возрастает. Магнитный отклик от слоя Ni не виден из-за относительно небольшого значения магнитного момента этого слоя.

Измерения T_c проводились путем записи сверхпроводящих переходов по изменению сопротивления при помощи стандартного 4-контактного метода на постоянном токе на установке, которая была создана на базе спектрометра ЭПР X-диапазона фирмы Bruker. Она содержит векторный электромагнит с малым (меньше 20 Э) остаточным магнитным полем, что позволяет контролировать с высокой точностью величину магнитного поля во время эксперимента. Использование электромагнита также значительно упрощает процедуру вращения образца в

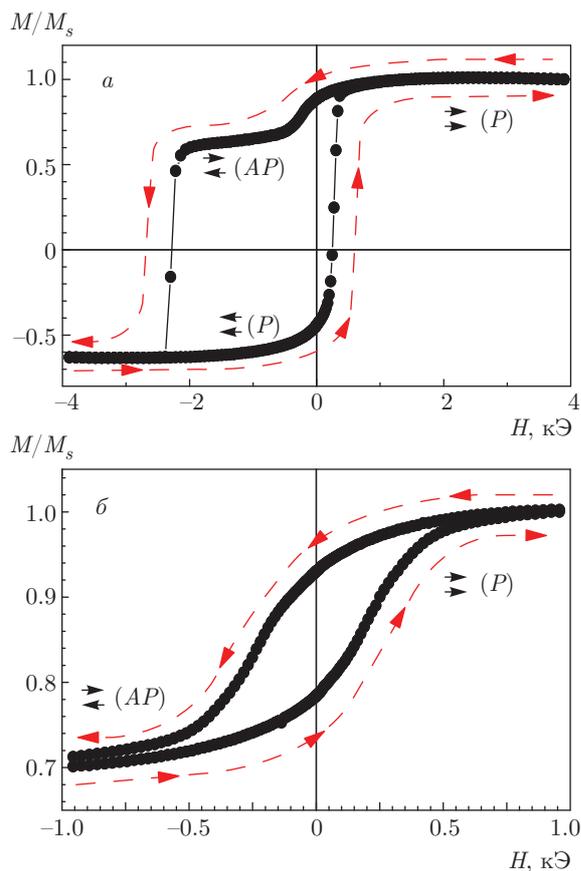


Рис. 3. а) Магнитная петля гистерезиса для образца PL348-1, измеренная после процедуры охлаждения от комнатной температуры до $T = 10$ К в магнитном поле $+6$ кЭ. б) Малая петля гистерезиса для того же образца, связанная с изменением намагниченности свободного слоя Рu в магнитном поле от $+1$ до -1 кЭ и обратно

магнитном поле, приложенном в плоскости образца. Перед каждым измерением проводилась специальная процедура юстировки образца относительно оси вращения для того, чтобы минимизировать составляющую магнитного поля, перпендикулярную к плоскости образца. Погрешность позиционирования образца не превышала 3° относительно направления внешнего магнитного поля. Магнитное поле измерялось при помощи датчика Холла с точностью ± 0.3 Э. Температура образца контролировалась с помощью угольного сопротивления фирмы Allen-Bradley номиналом 230 Ом, который особенно чувствителен в интересующем нас температурном диапазоне.

Качество слоя Рb контролировалось по величине отношения электросопротивлений

$$RRR = \frac{R(300 \text{ K})}{R(10 \text{ K})} = \frac{\rho_{ph}(300 \text{ K}) + \rho(10 \text{ K})}{\rho(10 \text{ K})},$$

где $R(T)$ — сопротивление, измеренное при температуре T , $\rho_{ph}(300 \text{ K})$ — фононный вклад в удельное сопротивление при температуре 300 К, $\rho(10 \text{ K})$ — остаточное сопротивление при температуре 10 К (выше T_c). Для всех образцов обоих типов структур $RRR = 10-12$, что является показателем высокого качества пленок. В соответствии с нашей работой [57], сверхпроводящая длина когерентности в таком слое Рb составляет $\xi_S = 41$ нм. Величина T_c определялась как середина сверхпроводящего перехода. В нулевых магнитных полях ширины кривых сверхпроводящих переходов варьировались от 20 до 50 мК от образца к образцу и увеличивались до 250 мК при приложении внешнего поля.

Следующим необходимым шагом было определение оптимальной толщины Рb-слоя для наблюдения эффекта близости С/Ф для структур обоих типов. Толщина Рb-слоя должна быть достаточно малой для того, чтобы С-слой был чувствительным к магнитной части системы. Только в этом случае взаимная ориентация намагниченностей Ф1- и Ф2-слоев будет влиять на величину T_c во всей структуре ССК. Чтобы определить оптимальную толщину Рb-слоя, мы исследовали зависимости T_c от толщины Рb-слоя d_{Pb} в структурах $NA^{RT}(12 \text{ нм})/Cu(1.5 \text{ нм})/Pb(d_{Pb})$ для образцов I типа и $Ni(5 \text{ нм})/Cu(1.5 \text{ нм})/Pb(d_{Pb})$ для образцов II типа. Мы использовали слой NA^{RT} толщиной $d_{NA} = 12$ нм и Ni толщиной $d_{Ni} = 5$ нм, которые значительно превышают глубину проникновения куперовских пар в эти слои. При больших толщинах Рb-слоя T_c медленно уменьшается с уменьшением d_{Pb} в структурах обоих типов. Значение T_c начинает резко уменьшаться ниже $d_{Pb} \approx 60$ нм для $NA^{RT}/Cu/Pb$ и $d_{Pb} \approx 130$ нм для $Ni/Cu/Pb$. Ниже $d_{Pb} \approx 30$ нм для $NA^{RT}/Cu/Pb$ и ниже $d_{Pb} \approx 80$ нм для $Ni/Cu/Pb$ величина T_c составляет менее 1.5 К. При малых толщинах d_{Pb} ширины сверхпроводящих переходов δT_c становятся чрезвычайно большими (около 0.4 К). Принимая во внимание, что влияние магнитной части становится сильнее при малых толщинах слоя Рb, мы определили оптимальные толщины слоя свинца $d_{Pb} = 80$ нм для структур I типа и $d_{Pb} = 105$ нм для структур II типа.

3.1. Структуры I типа

Для исследования угловой зависимости T_c от взаимной ориентации намагниченностей Ф-слоев мы использовали тот же протокол измерений, который использовался для исследования магнитных свойств образцов на 7Т VSM SQUID-магнитометре. Соглас-

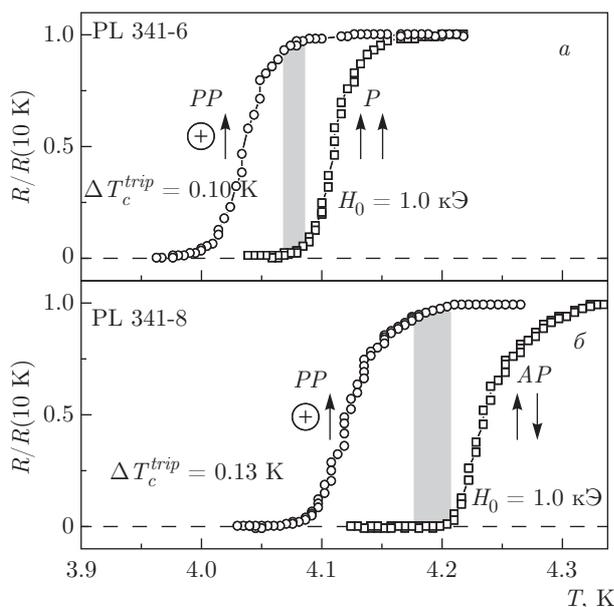


Рис. 4. Кривые сверхпроводящих переходов при различных взаимных ориентациях намагниченностей Φ -слоев во внешнем магнитном поле $H_0 = +1$ кЭ для двух образцов: (а) образец PL341-6 (для P и PP) и (б) образец PL341-8 (для AP и PP). Серые прямоугольники $\Delta T_c^{full} \approx 0.05$ К показывают рабочую зону ССК

но магнитным измерениям (см. рис. 3б), взаимные P - и AP -ориентации намагниченностей Φ -слоев достигаются при полях $H_0 = +1$ и -1 кЭ, соответственно.

Для образцов структур I типа максимальная величина ΔT_c^{full} достигается при изменении взаимной ориентации намагниченностей с коллинеарной на ортогональную и составляет приблизительно 0.05 К (см. рис. 4).

Для серии образцов структур I типа с различными толщинами $d_{\text{НД}}$ мы исследовали зависимость T_c от угла α между направлением замороженного поля и внешним магнитным полем, приложенным вдоль плоскости образца. Как видно из рис. 5, при изменении взаимной ориентации намагниченностей путем плавного вращения магнитного поля из состояния P ($\alpha = 0^\circ$) в состояние AP ($\alpha = 180^\circ$) T_c менялась немонотонно и проходила через минимум вблизи ортогональной ориентации намагниченностей. Согласно теории [24], характерный минимум в зависимости $T_c(\alpha)$, который наиболее ярко проявляется вблизи $\alpha = 90^\circ$, однозначно свидетельствует о генерации ДТК в сверхпроводящем конденсате в структурах $\Phi 1/\Phi 2/C$. Если предположить, что триплетных компонент нет (хотя, согласно теории, их возникновение неизбежно), можно ожидать, что зависимость

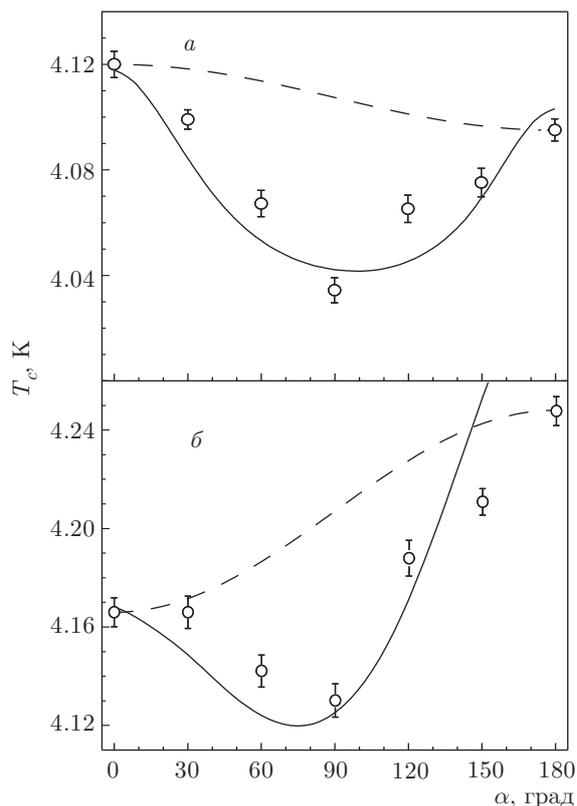


Рис. 5. Угловые зависимости $T_c(\alpha)$, измеренные во внешнем магнитном поле $H_0 = +1$ кЭ для образцов PL341-6 (а), PL341-8 (б). Реперные кривые показаны штриховыми линиями. Теоретические кривые, построенные согласно теории Фомина и др. в работе [56], показаны сплошными линиями

$T_c(\alpha)$ будет монотонной. Исходя из общих соображений, T_c должна вести себя как α^2 и $(\pi - \alpha)^2$ при малых отклонениях угла от 0 и π соответственно. Поэтому можно было бы ожидать зависимость $T_c(\alpha)$, выражающуюся через T_c^P и T_c^{AP} следующим образом:

$$T_c^{ref}(\alpha) = T_c^P \cos^2(\alpha/2) + T_c^{AP} \sin^2(\alpha/2).$$

Такие кривые представлены штриховыми линиями на рис. 5 и 8. Назовем эти кривые реперными. Отклонение фактического значения T_c от реперной кривой демонстрирует вклад ДТК в величину эффекта спинового клапана. Из рис. 5а, на котором представлена угловая зависимость T_c для образца PL341-6, получаем значение синглетного эффекта ССК $\Delta T_c = -25$ мК. Отрицательный знак величины эффекта означает, что мы наблюдаем обратный эффект ССК, вследствие деструктивной квантовой интерференции парной волновой функции куперовской пары [24]. Из рис. 5б, на кото-

ром представлена угловая зависимость T_c для образца PL341-8, получаем значение синглетного эффекта ССК $\Delta T_c = +85$ мК. Положительная величина эффекта соответствует прямому эффекту ССК. Как видно из рис. 5б, величина $\Delta T_c^{trip} = T_c^P(\alpha = 0^\circ) - T_c^{PP}(\alpha = 90^\circ)$ оказывается порядка 100 мК. В таком случае величина эффекта ССК при изменении взаимной ориентации намагниченностей от AP к PP превышает ширину сверхпроводящего перехода $\delta T_c = 70$ мК. Следовательно, для образца PL341-8 существует возможность полного переключения между нормальным и сверхпроводящим состояниями путем изменения взаимной ориентации намагниченностей Φ -слоев с AP на PP . Нам действительно удалось осуществить полное переключение с рабочей зоной ССК $\Delta T_c^{full} \approx 0.05$ К (см. рис. 4). Эта величина до сих пор не очень большая, но уже превышает в пять раз величину, полученную в нашей первой работе [23].

3.2. Структуры II типа

Согласно нашим магнитным измерениям для образцов структур II типа, изначально мы полагали, что для управления направлением намагниченности HA^{hot} -слоя магнитное поле 30 Э будет достаточным, поскольку намагниченность HA^{hot} -слоя уже насыщается в таком поле. Мы провели эксперименты и обнаружили стандартную для нас величину эффекта ССК $\Delta T_c = 0.1$ К в поле 0.5 кЭ. Затем, просто из любопытства, мы провели исследования величины ССК в более высоких магнитных полях. И обнаружили удивительный для нас эффект: с увеличением магнитного поля триплетный вклад в величину эффекта ССК линейно увеличивался. Например, для образца PLAK 421-6 ΔT_c^{trip} линейно возрастает до 0.4 К в поле 2 кЭ (см. рис. 6).

Стоит отметить, что аналогичное увеличение ΔT_c^{trip} наблюдалось в работе [51]. Очевидно, что этот зависящий от поля эффект, наблюдаемый двумя группами на различных образцах, является очень важным обнаружением, поскольку он, по-видимому, является характерной особенностью новых типов ССК с полуметаллическими слоями и требует теоретического объяснения. Максимальная разница в T_c между P - и PP -ориентациями намагниченностей Φ_1 - и Φ_2 -слоев составляет $\Delta T_c^{trip} \approx 0.51$ К для образца PLAK 421-6 (см. рис. 7). Величина ΔT_c^{trip} для всей серии образцов находится в диапазоне от 0.18 до 0.51 К (см. рис. 6).

На рис. 8 представлены зависимости T_c от α для двух образцов. Поведение зависимости $T_c(\alpha)$ каче-

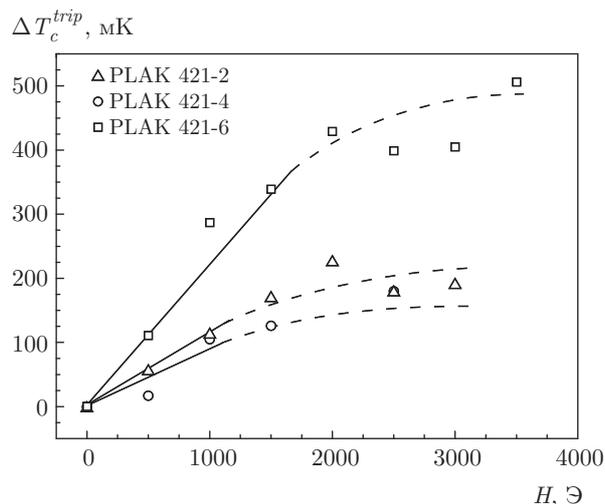


Рис. 6. Зависимости величины триплетного эффекта ССК ΔT_c^{trip} от внешнего магнитного поля H для трех различных образцов структур II типа. Сплошные линии — гид для глаз

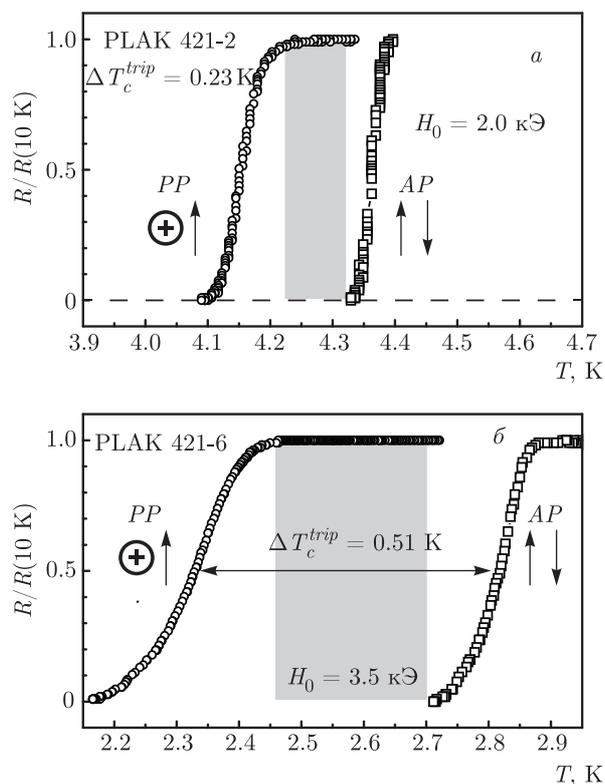


Рис. 7. а) Кривые сверхпроводящих переходов для образца PLAK 421-2. б) Рекордная разница в кривых сверхпроводящих переходов, измеренных при параллельной и перпендикулярной ориентациях намагниченностей ферромагнитных слоев, во внешнем магнитном поле $H_0 = +3.5$ кЭ для образца PLAK 421-6. Серые прямоугольники (для рис. 6 $\Delta T_c^{full} \approx 0.3$ К) показывают рабочую зону ССК

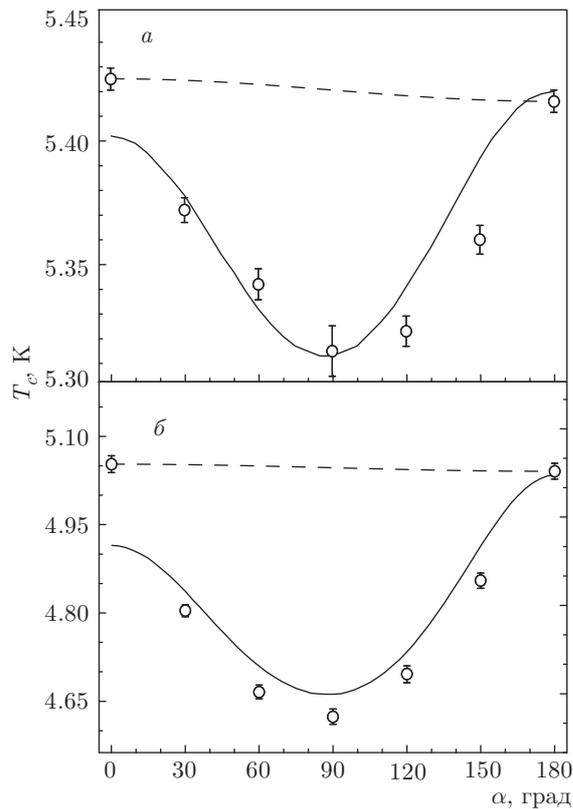


Рис. 8. Угловые зависимости $T_c(\alpha)$, измеренные во внешнем магнитном поле $H_0 = +1$ кЭ для образцов PLAK 421-2 (а), PLAK 421-6 (б). Реперные кривые показаны штриховыми линиями. Теоретические кривые, построенные согласно теории Фомина и др. в работе [56], показаны сплошными линиями

ственно совпадает с угловыми зависимостями, которые наблюдались ранее [26, 48, 54]. Однако здесь виден огромный провал в значениях T_c при ортогональной ориентации намагниченностей Ф1- и Ф2-слоев, который не наблюдался ранее. Это позволяет предположить, что в эффекте ССК преобладают куперовские пары с триплетной спиновой поляризацией. И действительно, согласно рис. 8, синглетный вклад в эффект ССК практически ничтожен. Для образцов структур II типа, демонстрирующих огромную величину эффекта ССК, мы наблюдаем увеличение δT_c при PP -ориентации намагниченностей (см. рис. 7). Кроме того, величина триплетного эффекта ΔT_c^{trip} ССК зависит от приложенного магнитного поля вплоть до определенного значения, которое различно для разных образцов (см. рис. 6).

Таблица 2. Параметры структур I типа $CoO_x(3.5 \text{ нм})/Py(5 \text{ нм})/Cu(4 \text{ нм})/HA(d_{HA})/Cu(1.5 \text{ нм})/Pb(80 \text{ нм})$ для теоретических расчетов $T_c(\alpha)$

	PL341-8	PL341-6
d_{HA} , нм	1	4
ξ_S , нм	41	41
ξ_{F2} , нм	14	14
ξ_{F1} , нм	7.5	7.5
γ_{FS}	0.185	0.199
γ_{bFS}	0.37	0.37
γ_{FF}	1	1
γ_{bFF}	0	0
h_2 , эВ	0.1	0.1
h_1 , эВ	1	1

Таблица 3. Параметры структур II типа $MgO/Ta(5 \text{ нм})/HA^{hot}(20 \text{ нм})/Cu(4 \text{ нм})/Ni(d_{Ni})/Cu(1.5 \text{ нм})/Pb(105 \text{ нм})$ для теоретических расчетов $T_c(\alpha)$

	PLAK 421-2	PLAK 421-4	PLAK 421-6
d_{Ni} , нм	0.9	1.6	2.5
ξ_S , нм	41	41	41
ξ_{F2} , нм	6.25	6.25	6.25
ξ_{F1} , нм	40	40	40
γ_{FS}	0.165	0.164	0.1
γ_{bFS}	0.4	0.35	0.1
γ_{FF}	1	1	1
γ_{bFF}	1.5	1	0.1
h_2 , эВ	0.03	0.03	0.03
h_1 , эВ	0.39	0.39	0.39

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Теоретические кривые, представленные на рис. 5 и 8, были построены согласно теории Фомина и др. [24]. Расширенная теория в приложении нашей работы [56] позволяет рассматривать наши гетероструктуры с различными параметрами матери-

алов слоев и произвольными граничными параметрами Куприянова–Лукичева [60] всех интерфейсов Ф1/Ф2/С. Каждый из двух интерфейсов (Ф2/С и Ф1/Ф2) описывается параметром материалов границы γ и параметром прозрачности границы γ_b [56]. Из рис. 5 и 8 видно, что теория хорошо воспроизводит характерные особенности зависимости $T_c(\alpha)$. Параметры изученных гетероструктур Ф1/Ф2/С, которые мы использовали для теоретических расчетов для структур I и II типов, представлены в табл. 2 и 3 соответственно [56].

4.1. Структуры I типа

До настоящего времени, как правило, переключение сверхпроводящего тока в структурах ССК осуществлялось путем изменения взаимной ориентации намагниченностей Ф-слоев от ориентации AP к P (см., например, рис. 1) или путем сочетания синглетного и триплетного эффектов ССК (см. рис. 2 в [48]). В наших структурах I типа для двух различных образцов полное переключение было осуществлено при изменении взаимных ориентаций намагниченностей между AP и PP . Следует отметить, что для образца PL341-6 разность $T_c^{AP} - T_c^P$ составляла 60 мК, что практически в 2 раза меньше разности $T_c^P - T_c^{PP}$ равной 100 мК. Таким образом, основную роль в переключении сверхпроводящего тока играл именно триплетный вклад в эффект ССК.

4.2. Структуры II типа

Огромная разница в кривых сверхпроводящих переходов, измеренных при параллельной и перпендикулярной ориентациях намагниченностей ферромагнитных слоев для образца PЛАК 421-6 на рис. 7, свидетельствует о доминирующих спин-триплетных корреляциях сверхпроводящего конденсата в наших образцах структур II типа. Рисунок 8 демонстрирует, что теория качественно и количественно воспроизводит характерные особенности зависимости $T_c(\alpha)$. Из рис. 7 видно, что рабочая зона образца PЛАК 421-6 составляет $\Delta T_c^{full} \approx 0.3$ К. Это значение в 30 раз больше, чем было получено в наших первых образцах [23] и в 1.5 раза больше, чем в работе Сингха и др. [51]. Как видно из рис. 6, величина ΔT_c^{trip} линейно увеличивается с увеличением приложенного внешнего магнитного поля. На первый взгляд, кажется удивительным, что величина триплетного вклада в величину эффекта ССК ΔT_c^{trip} увеличивается при полях, значительно больших поля насыщения намагниченности слоя HA^{hot} . В качестве одной из возможных причин Сингх и

др. в работе [51] предположили, что это связано с магнитной неоднородностью полуметаллического ферромагнитного слоя. В нашем случае это слой HA^{hot} , который также обладает, по всей видимости, магнитной неоднородностью, о чем свидетельствует небольшое увеличение его намагниченности до поля 3 кЭ, когда все больше и больше «микродоменов» включаются в суммарный магнитный момент слоя. Полученные экспериментальные результаты показывают, что в результате оптимального выбора материалов Ф-слоев триплетный вклад, вероятно, всегда доминирует в эффекте ССК. Из результатов настоящей работы и данных работы [51] следует, что полуметаллические соединения, вероятнее всего, являются наилучшими из известных на данный момент материалами для Ф1-слоя в структурах ССК Ф1/Ф2/С. Такая высокая эффективность полуметалла связана с тем, что падающие на его поверхность электроны могут проникать в него только тогда, когда имеют определенное направление спина. Это, в первую очередь, относится к спинполяризованным куперовским парам, которые, в зависимости от направления спинов электронов, будут либо отражаться от интерфейса С/Ф, либо глубоко проникать в него.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы исследовали структуры сверхпроводящего спинового клапана, магнитная часть которых содержит сплав Гейслера $Co_2Cr_{1-x}Fe_xAl_y$ с различной степенью спиновой поляризации зоны проводимости. Мы обнаружили огромный эффект ССК $\Delta T_c^{trip} \approx 0.5$ К, связанный, в первую очередь, с ДТК сверхпроводящего конденсата в приложенном внешнем магнитном поле порядка 3.5 кЭ, которое существенно меньше, чем в более ранней работе [51]. Наши наблюдения свидетельствуют о том, что концепция ССК с полуметаллическим ферромагнитным материалом, предложенная в работе [51], носит общий характер. В частности, поиск наиболее подходящего ферромагнитного материала с высокой степенью спиновой поляризации зоны проводимости представляется крайне важной задачей для достижения максимальных значений ΔT_c^{trip} . На сегодняшний день мы уже увеличили рабочую зону ССК ΔT_c^{full} до 0.3 К, что в 30 раз больше по сравнению с результатами, которые наблюдались в нашей первой работе [23], и в 1.5 раза больше, чем в работе Сингха и др. [51]. Кроме того, стоит подчеркнуть, что экспериментальные результаты, полученные в данной работе и в работе [51], требуют более детального теоретического

анализа. На сегодняшний день остается вопрос, почему триплетный вклад в величину эффекта ССК увеличивается выше значения поля магнитного насыщения полуметаллического слоя.

Благодарности. Авторы выражают благодарность за конструктивную дискуссию И. Шуманну, В. Катаеву и Б. Бюхнеру из Института твердого тела (IFW) Дрездена.

Финансирование. Работа А. А. К. частично выполнена за счет средств субсидии, выделенной в рамках государственной поддержки Казанского (Приволжского) федерального университета в целях повышения его конкурентоспособности среди ведущих мировых научно-образовательных центров.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. B. Efetov, I. A. Garifullin, A. F. Volkov, and K. Westerholt, *Magnetic Heterostructures. Advances and Perspectives in Spinstructures and Spintransport*, Springer Berlin Heidelberg, Berlin (2007).
2. K. B. Efetov, I. A. Garifullin, A. F. Volkov, and K. Westerholt, *Magnetic Nanostructures. Spin Dynamic and Spin Transport*, Springer Berlin Heidelberg, Berlin (2013).
3. M. Eschrig, *Phys. Today* **64**, 43 (2011).
4. L. B. Ioffe, V. B. Geshkenbein, M. V. Feigel'man, A. L. Fauchere, and G. Blatter, *Nature* **398**, 679 (1999).
5. М. В. Фейгельман, УФН **169**, 917 (1999) [M. V. Feigel'man, *Phys. Usp.* **42**, 823 (1999)].
6. В. В. Рязанов, УФН **169**, 920 (1999) [V. V. Ryazanov, *Phys. Usp.* **42**, 825 (1999)].
7. V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. V. Veretennikov, and A. Yu. Rusanov, *Phys. Rev. B* **65**, 020501(R) (2001).
8. A. V. Veretennikov, V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. Yu. Rusanov, V. A. Larkin, and J. Aarts, *Physica B* **284–288**, 495 (2000).
9. V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. Yu. Rusanov, A. V. Veretennikov, A. A. Golubov, and J. Aarts, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2427 (2001).
10. T. Kontos, M. Aprili, J. Lesueur, F. Genêt, B. Stephanidis, and R. Boursier, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 137007 (2002).
11. В. В. Рязанов, В. А. Обознов, В. В. Больгинов, А. С. Прокофьев, А. К. Феофанов, УФН **174**, 795 (2004) [V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, V. V. Bol'ginov, A. S. Prokof'ev, and A. K. Feofanov, *Phys. Usp.* **47**, 732 (2004)].
12. S. Oh, D. Youm, and M. R. Beasley, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 2376 (1997).
13. G. Deutscher and F. Meunier, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 395 (1969).
14. T. W. Clinton and M. Johnson, *Appl. Phys. Lett.* **70**, 9 (1997).
15. T. W. Clinton and M. Johnson, *J. Appl. Phys.* **83**, 318 (1998).
16. T. W. Clinton and M. Johnson, *J. Appl. Phys.* **85**, 3 (1999).
17. T. W. Clinton and M. Johnson, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 15 (2000).
18. L. R. Tagirov, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2058 (1999).
19. J. Gu, C.-Y. You, J. S. Jiang, J. Pearson, Ya. B. Bazaliy, and S. D. Bader, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 26 (2002).
20. I. C. Moraru, W. P. Pratt, and N. O. Birge, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 037004 (2006).
21. G.-X. Miao, A. V. Ramos, and J. Moodera, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 137001 (2008).
22. J. Zhu, X. Cheng, C. Boone, and I. N. Krivorotov, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 027004 (2009).
23. 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).
24. Ya. V. Fominov, A. A. Golubov, T. Yu. Karminskaya, M. Yu. Kupriyanov, R. G. Deminov, and L. R. Tagirov, *Письма в ЖЭТФ* **91**, 329 (2010) [*JETP Lett.* **91**, 308 (2010)].
25. P. V. Leksin, N. N. Garif'yanov, I. A. Garifullin, J. Schumann, V. Kataev, O. G. Schmidt, and B. Büchner, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 067005 (2011).
26. 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).
27. M. G. Blamire and J. W. A. Robinson, *J. Phys.: Condens. Matter* **26**, 453201 (2014).
28. J. Linder and J. W. A. Robinson, *Nature Phys.* **11**, 307 (2015).

29. N. G. Pugach, M. Safonchik, T. Champel, M. E. Zhitomirsky, E. Lähderanta, M. Eschrig, and C. Lacroix, *Appl. Phys. Lett.* **111**, 162601 (2017).
30. Q. Cheng and B. Jin, *Physica C* **473**, 29 (2012).
31. J. Zhu, I. N. Krivorotov, K. Halterman, and O. T. Valls, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 207002 (2010).
32. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 1321 (2005).
33. C. T. Wu and O. T. Valls, *J. Supercond. Nov. Magn.* **25**, 2173 (2012).
34. V. I. Zdravkov, J. Kehrle, G. Obermeier, D. Lenk, H.-A. Krug von Nidda, C. Müller, M. Yu. Kupriyanov, A. S. Sidorenko, S. Horn, R. Tidecks, and L. R. Tagirov, *Phys. Rev. B* **87**, 144507 (2013).
35. N. Banerjee, C. B. Smiet, R. G. J. Smits, A. Ozaeta, F. S. Bergeret, M. G. Blamire, and J. W. A. Robinson, *Nat. Commun.* **5**, 3048 (2014).
36. X. L. Wang, A. Di Bernardo, N. Banerjee, A. Wells, F. S. Bergeret, M. G. Blamire, and J. W. A. Robinson, *Phys. Rev. B* **89**, 140508(R) (2014).
37. M. G. Flokstra, T. C. Cunningham, J. Kim, N. Satchell, G. Burnell, P. J. Curran, S. J. Bending, C. J. Kinane, J. F. K. Cooper, S. Langridge, A. Isidori, N. Pugach, M. Eschrig, and S. L. Lee, *Phys. Rev. B* **91**, 060501(R) (2015).
38. K. Dybko, P. Aleshkevych, M. Sawicki, and P. Przyslupski, *J. Magn. Magn. Mater.* **373**, 48 (2015).
39. D. Lenk, V. I. Zdravkov, J.-M. Kehrle, G. Obermeier, A. Ullrich, R. Morari, H.-A. Krug von Nidda, C. Müller, M. Yu. Kupriyanov, A. S. Sidorenko, S. Horn, R. G. Deminov, L. R. Tagirov, and R. Tidecks, *Beilstein J. Nanotechnol.* **7**, 957 (2016).
40. S. Voltan, A. Singh, and J. Aarts, *Phys. Rev. B* **94**, 054503 (2016).
41. Z. Feng, J. W. A. Robinson, and M. G. Blamire, *Appl. Phys. Lett.* **111**, 042602 (2017).
42. A. Srivastava, L. A. B. Olde Olthof, A. Di Bernardo, S. Komori, M. Amado, C. Palomares-Garcia, M. Alidoust, K. Halterman, M. G. Blamire, and J. W. A. Robinson, *Phys. Rev. Appl.* **8**, 044008 (2017).
43. E. Moen and O. T. Valls, *Phys. Rev. B* **95**, 054503 (2017).
44. Zh. Devizorova and S. Mironov, *Phys. Rev. B* **95**, 144514 (2017).
45. M. Alidoust and K. Halterman, *Phys. Rev. B* **97**, 064517 (2018).
46. A. A. Jara, C. Safranski, I. N. Krivorotov, C. T. Wu, A. N. Malmi-Kakkada, O. T. Valls, and K. Halterman, *Phys. Rev. B* **89**, 184502 (2014).
47. C. T. Wu, O. T. Valls, and K. Halterman, *Phys. Rev. B* **86**, 014523 (2012).
48. P. V. Leksin, N. N. Garif'yanov, A. A. Kamashev, A. A. Validov, Ya. V. Fominov, J. Schumann, V. Kataev, J. Thomas, B. Büchner, and I. A. Garifullin, *Phys. Rev. B* **93**, 100502(R) (2016).
49. J. Y. Gu, C.-Y. You, J. S. Jiang, J. Pearson, Y. B. Bazaliy, and S. D. Bader, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 267001 (2002).
50. Y. Gu, G. B. Halász, J. W. A. Robinson, and M. G. Blamire, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 067201 (2015).
51. A. Singh, S. Voltan, K. Lahabi, and J. Aarts, *Phys. Rev. X* **5**, 021019 (2015).
52. A. A. Kamashev, P. V. Leksin, J. Schumann, V. Kataev, J. Thomas, T. Gemming, B. Büchner, and I. A. Garifullin, *Phys. Rev. B* **96**, 024512 (2017).
53. A. A. Камашев, Н. Н. Гарифьянов, А. А. Валидов, И. Шуманн, В. Катаев, Б. Бюхнер, Я. В. Фоминов, И. А. Гарифуллин, *Письма в ЖЭТФ* **110**, 325 (2019) [*JETP Lett.* **110**, 342 (2019)].
54. 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).
55. A. A. Kamashev, N. N. Garif'yanov, A. A. Validov, J. Schumann, V. Kataev, B. Büchner, Ya. V. Fominov, and I. A. Garifullin, *Beilstein J. Nanotechnol.* **10**, 1458 (2019).
56. 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).
57. 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).
58. P. V. Leksin, A. A. Kamashev, J. Schumann, V. E. Kataev, J. Thomas, B. Büchner, and I. A. Garifullin, *Nano Research* **9**, 1005 (2016).
59. S. Husain, S. Akansel, A. Kumar, P. Svedlindh, and S. Chaudhary, *Sci. Rep.* **6**, 20452322 (2016).
60. М. Ю. Куприянов, В. Ф. Лукичев, *ЖЭТФ* **94**, 139 (1988).