

02,05,13

## Эффект сверхпроводящего спинового клапана в структурах со слоями ферромагнитного сплава Гейслера

© А.А. Камашев<sup>1</sup>, Н.Н. Гарифьянов<sup>1</sup>, А.А. Валидов<sup>1</sup>, Я.В. Фоминов<sup>2,3</sup>, И.А. Гарифуллин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН, Казань, Россия

<sup>2</sup> Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черногловка, Россия

<sup>3</sup> Международная лаборатория физики конденсированного состояния, Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва, Россия

E-mail: kamandi@mail.ru

Поступила в Редакцию 29 апреля 2022 г.

В окончательной редакции 29 апреля 2022 г.

Принята к публикации 12 мая 2022 г.

Проведен анализ транспортных свойств двух типов спиновых клапанов, в которых в качестве одного из двух ферромагнитных слоев в структурах Ф1/Ф2/С использовался сплав Гейслера  $\text{Co}_2\text{Cr}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Al}_y$ . Слой сплава Гейслера был использован: 1) в качестве слабого ферромагнетика, в случае Ф2-слоя; 2) в качестве полуметалла, в случае Ф1-слоя. В первом случае, был получен большой классический эффект сверхпроводящего спинового клапана  $\Delta T_c$ , которому способствовал существенный триплетный вклад в эффект сверхпроводящего спинового клапана  $\Delta T_c^{\text{trip}}$ . Во втором случае, была обнаружена гигантская величина эффекта  $\Delta T_c^{\text{trip}}$ , достигающая 0.5 К.

**Ключевые слова:** сверхпроводимость, ферромагнетизм, тонкие пленки, сверхпроводящий спиновый клапан.

DOI: 10.21883/FTT.2022.09.52806.18NN

### 1. Введение

На сегодняшний день, существует огромный теоретический и экспериментальный интерес к созданию и разработке логических элементов для сверхпроводящей спинтроники (см., например, [1,2]). Согласно данным работам, наиболее перспективными устройствами для использования в элементах квантовой логики являются гетероструктуры, основанные на эффекте близости сверхпроводник/ферромагнетик (С/Ф) [3]. В частности, в 1997 году группа профессора Бисли из Стэнфордского университета [4] предложила теоретическую модель сверхпроводящего спинового клапана (ССК), основанную на том, что степень подавления куперовских пар, зависит от взаимной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев в структуре Ф1/Ф2/С. Таким образом, возникает возможность контроля температуры перехода в сверхпроводящее состояние ( $T_c$ ) в таких системах. При этом стоит отметить, что согласно работе [4]  $T_c$  при антипараллельной (AP) ориентации намагниченностей  $T_c^{\text{AP}}$  оказывается выше, чем при параллельной (P) ориентации  $T_c^{\text{P}}$ . Физический смысл данного утверждения заключается в том, что среднее значение обменного поля, которое действует на куперовские пары системы меньше для AP-ориентации намагниченностей Ф-слоев, чем для P-ориентации.

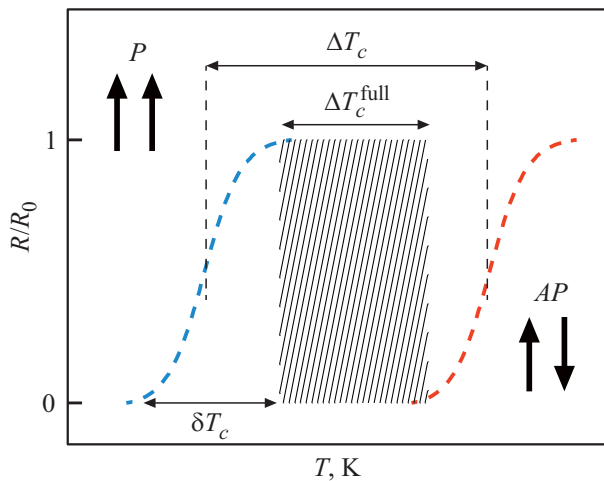
Другой возможный вариант ССК, основанный на эффекте близости С/Ф, был предложен теоретически профессором Тагировым [5] в 1999 году. Это кон-

струкция несколько отличалась от конструкции, предложенной в работе [4], и предполагала трехслойную систему Ф1/С/Ф2.

Более десяти лет не удавалось экспериментально реализовать сверхпроводящий спиновый клапан, предложенный группой профессора Бисли. Впервые полный эффект сверхпроводящего спинового клапана был экспериментально реализован в системе  $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe}_2/\text{In}$  в 2010 году нашей группой [6]. Величина эффекта составила  $\Delta T_c = 19$  мК при ширине сверхпроводящего перехода  $\partial T_c \sim 7$  мК.

Фоминов и др. в работе [7] для конструкций Ф1/Ф2/С разработали теорию, позволяющую рассматривать случаи неколлинеарной взаимной ориентации между намагниченностями Ф-слоев. В этой работе было показано, 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. Для случая коллинеарных намагниченностей в работе [7] было показано, что в зависимости от толщины Ф2-слоя может наблюдаться как прямой, так и обратный эффект ССК. Мы экспериментально показали знакопеременное поведение эффекта ССК в нашей работе [8].

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  $\partial T_c$ , соответствующие P- и AP-ориентации



**Рис. 1.** Схематическое изображение принципа работы ССК. Штриховыми линиями изображены кривые сверхпроводящих переходов (отношение удельного сопротивления  $R/R_0$  как функция  $T$ ) с шириной  $\delta T_c$  при параллельной и антипараллельной ориентации намагниченностей Ф-слоев. Заштрихованная область шириной  $\Delta T_c^{\text{full}}$  показывает рабочую зону ССК (см. текст).

намагниченностей Ф1- и Ф2-слоев. Величина раздвижки этих сверхпроводящих переходов является величиной эффекта ССК  $\Delta T_c = T_c^{AP} - T_c^P$ . На рис. 1 заштрихованный прямоугольник является рабочей температурной зоной ССК. Если в рамках 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. Таким образом, ширина этого прямоугольника  $\Delta T_c^{\text{full}}$  является важнейшим параметром ССК. Стоит отметить, что выполнение условия  $\Delta T_c > \delta T_c$  не всегда является достаточным показателем успешности работы ССК. Как правило, величина  $\Delta T_c^{\text{full}}$  меньше, чем  $\Delta T_c$  из-за конечного значения  $\delta T_c$ , и эта разница возрастает, если растет значение  $\delta T_c$ . В нашей первой работе [6], в которой удалось экспериментально реализовать полный эффект ССК, величина  $\Delta T_c^{\text{full}}$  была порядка 10 мК. Таким образом, для улучшения эффективности работы ССК, необходимо увеличивать величину  $\Delta T_c^{\text{full}}$ . Это было предпринято в большом количестве работ в различных конструкциях ССК (см., например, обзоры, [9–11] и более поздних публикациях [12–14]).

Теория Фоминова и др. в работе [7] 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  $\alpha$  — угол между намагниченностями ферромагнитных слоев) является прямым свидетельством генерации ДТК в структурах Ф1/Ф2/С.

На сегодняшний день, большое количество исследований эффекта ССК сместилось в сторону изучения ДТК сверхпроводящего конденсата (см. статьи [15–24]). Например, Яра и др. в работе [25] экспериментально исследовали сверхпроводящие свойства структуры  $\text{CoO}_x/\text{Co}/\text{Cu}/\text{Co}/\text{Nb}$ . Они привели четкое доказательство наличия ДТК в своих структурах, а также наблюдали хорошее согласие между теорией и экспериментом. Полное переключение между нормальным и сверхпроводящим состояниями с помощью триплетного вклада в эффект ССК мы наблюдали в структуре  $\text{CoO}_x/\text{Py1}/\text{Cu}/\text{Py2}/\text{Cu}/\text{Pb}$ , где  $\text{Py} = \text{Ni}_{0.81}\text{Fe}_{0.19}$  [26]. Подобный результат наблюдался Гу и др. [27,28] для структур  $\text{Ho}/\text{Nb}/\text{Ho}$  и  $\text{Dy}/\text{Nb}/\text{Dy}$ . Величина эффекта ССК в этих структурах достигала порядка 400 мК во внешнем магнитном поле порядка 10 кОе.

В 2015 г. Сингх и др. [29] обнаружили гигантский триплетный вклад в величину эффекта ССК  $\Delta T_c^{\text{trip}} \sim 0.6\text{--}0.8\text{ К}$  (где  $\Delta T_c^{\text{trip}} = T_c^P(\alpha = 0^\circ) - T_c^{PP}(\alpha = 90^\circ)$ ) в структуре  $\text{SrO}_2/\text{Cu}/\text{Ni}/\text{MoGe}$ , в которой в качестве Ф1-слоя использовался полуметалл  $\text{SrO}_2$ . Стоит подчеркнуть, что это рекордное значение разницы в температурах сверхпроводящего перехода, измеренных при параллельной (P) и перпендикулярной (PP) ориентации намагниченностей Ф-слоев. Сингх и др. утверждают, что наблюдение гигантской величины  $\Delta T_c^{\text{trip}}$  связано с использованием полуметаллического полуметаллического слоя  $\text{SrO}_2$ . В связи с этим, для дальнейшего развития производительности ССК необходимо проверить, действительно, ли вывод, сделанный в работе [29], справедлив для других полуметаллических соединений в качестве Ф-слоев ССК.

Мы выбрали сплав Гейслера  $\text{Co}_2\text{Cr}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Al}_y$  (далее НА) в качестве ферромагнитного материала для наших структур ССК. Данный сплав обладает интересными свойствами. Он может быть слабым ферромагнетиком и полуметаллом в зависимости от условий приготовления. Мы показали в работе [30], что пленки НА, приготовленные при температуре подложки  $T_{\text{sub}} \sim 300\text{ К}$ , являются слабыми ферромагнетиками (далее  $\text{NA}^{\text{RT}}$ ). Если же напылять пленки НА при температуре подложки  $T_{\text{sub}} \geq 600\text{ К}$ , они являются полуметаллами (далее  $\text{NA}^{\text{hot}}$ ).

В настоящей работе, используя НАРТ в качестве слабого ферромагнетика в случае Ф2-слоя, и  $\text{NA}^{\text{hot}}$  в качестве полуметалла в случае Ф1-слоя в структурах Ф1/Ф2/С, мы провели детальный анализ эффекта ССК для обоих типов гетероструктур. При этом нами была проведена полная теоретическая интерпретация наблюдаемых эффектов ССК. Предварительные результаты работы были опубликованы в работах [31–34].

## 2. Образцы

Ранее в своих структурах Ф1/Ф2/С (см., например, [6,8,9,26,32]), мы использовали в качестве антифер-

ромагнитного (АФ) слоя —  $\text{CoO}_x$ . Антиферромагнитный слой использовался нами для фиксации направления вектора намагниченности  $\Phi 1$ -слоя. Однако,  $\text{CoO}_x$  теряет свои антиферромагнитные свойства, если в качестве  $\Phi 1$ -слоя использовать  $\text{HA}^{\text{hot}}$ . При нагреве подложки до высоких температур слой  $\text{CoO}_x$  разрушается и становится обычным ферромагнитным кобальтом, который не способен фиксировать намагниченность. В связи с этим, мы приняли решение отказаться от АФ-слоя для структур, включающих в свой состав слой  $\text{HA}^{\text{hot}}$ . В этих структурах  $\Phi 1/\Phi 2/\text{C}$  мы используем естественную разность коэрцитивных сил  $\Phi 1$ - и  $\Phi 2$ -слоев. Теперь для таких структур направление намагниченности  $\Phi 1$ -слоя свободно, а  $\Phi 2$ -слоя зафиксировано. Это удалось осуществить благодаря тому, что намагниченность слоя Ni тяжелее поддается воздействию внешнего магнитного поля, чем намагниченность  $\text{HA}^{\text{hot}}$ -слоя.

Дизайн двух типов исследованных гетероструктур  $\Phi 1/\Phi 2/\text{C}$  представлен на рис. 2. В структурах первого типа в качестве АФ-слоя используется  $\text{CoO}_x$ , который фиксирует намагниченность Py (здесь  $\Phi 1$ -слой). Это позволяет нам вращать направление намагниченности слабого ферромагнитного слоя  $\text{HA}^{\text{RT}}$  (здесь  $\Phi 2$ -слой), изменяя направление приложенного внешнего магнитного поля. В свою очередь в структурах второго типа направление намагниченности  $\text{HA}^{\text{hot}}$  свободное (здесь  $\Phi 1$ -слой), а направление намагниченности слоя Ni (здесь  $\Phi 2$ -слой) зафиксировано за счет большого коэрцитивного поля. Для структур второго типа слой Ta является буферным слоем для роста  $\text{HA}^{\text{hot}}$ . Слой Cu между  $\Phi 2$ -слоем и C-слоем предотвращает взаимную диффузию при росте ССК [35]. Слой Cu между двумя  $\Phi$ -слоями необходим для разнесения намагниченностей этих слоев.

Стоит отметить, что эти два типа структур образцов готовились на напылительной установке Института твердого тела (IFW Dresden) в городе Дрездене в Германии. В 2021 году нам удалось осуществить перевоз данного напылительного оборудования из Германии в Россию. На данном оборудовании в КФТИ им. Е.К. Завойского была приготовлена серия образцов типа 2/1 (см. текст ниже). Экспериментальные результаты для данной серии также представлены в настоящей работе.

Образцы готовились на высококачественных монокристаллических подложках MgO (001) с использованием классического метода электронно-лучевого испарения в сверхвысоком вакууме (порядка  $1 \cdot 10^{-8}$  mbar (в Германии) и порядка  $1 \cdot 10^{-9}$  mbar (в России)) 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 at.% . Подложки закреплялись на специальном вращающемся держателе образцов, который позволяет изготавливать до 8 образцов в одном вакуумном цикле. После чего держатель образцов помещался в загрузочную камеру. Для напыления слоев Co, Ta, Py,

$\text{Si}_3\text{N}_4$	$\text{Si}_3\text{N}_4$
Pb	Pb
Cu	Cu
$\text{HA}^{\text{RT}}$	Ni
Cu	Cu
Py	$\text{HA}^{\text{hot}}$
$\text{CoO}_x$	Ta
MgO	MgO
Type 1	Type 2, 2/1

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

Cu, Ni, Pb использовался метод электронно-лучевого испарения. Для напыления слоев HA и  $\text{Si}_3\text{N}_4$  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 часов в атмосфере кислорода при давлении 100 mbar. 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  $\text{Si}_3\text{N}_4$  толщиной 85 nm для предотвращения окисления слоя Pb. Для приготовления высококачественных слоев Pb использовались высокие скорости напыления порядка 1.0–1.2 nm/s. Это было необходимо для улучшения транспортных свойств слоя свинца. Для других материалов мы использовали следующие скорости осаждения: 0.037 nm/s для HA и 0.05 nm/s для слоев Co, Cu, Ni, Ta и Py. Для оптимизации роста верхнего фрагмента ССК, содержащего слой Pb, после напыления слоя HA, мы уменьшали температуру подложки до 150 K, после чего продолжали процесс приготовления образцов, как это показано в нашей работе [36]. Уменьшение температуры подложки уменьшает шероховатость слоя свинца, что тем самым увеличивает величину эффекта ССК. Параметры исследуемых образцов представлены в таблице.

Стоит отметить, что важнейшим отличием между структурами типа 1 и 2 является температура роста слоя

Параметры исследуемых образцов, представленных на рис. 2

Тип структуры	Название образцов	$d_{\text{HA}}$ (nm)	$d_{\text{Ni}}$ (nm)
1	PL34-81	0.6	–
	PL34-18	1	–
	PL34-16	4	–
2	PLAK42-12	–	0.9
	PLAK42-14	–	1.6
	PLAK42-15	–	2.0
	PLAK42-16	–	2.5
2/1 — Казанская серия	PLAK42-31	–	1.6
	PLAK42-32	–	2
	PLAK42-33	–	2.5
	PLAK42-34	–	3

Примечание.

Тип 1:  $\text{CoO}_x(3.5 \text{ nm})/\text{Py}(5 \text{ nm})/\text{Cu}(4 \text{ nm})/\text{HA}^{\text{RT}}(\text{dHA})/\text{Cu}(1.5 \text{ nm})/\text{Pb}(80 \text{ nm})$ ;

Тип 2:  $\text{Ta}(5 \text{ nm})/\text{HA}^{\text{hot}}(20 \text{ nm})/\text{Cu}(4 \text{ nm})/\text{Ni}(\text{dNi})/\text{Cu}(1.5 \text{ nm})/\text{Pb}(105 \text{ nm})$ ;

Тип 2/1:  $\text{Ta}(5 \text{ nm})/\text{HA}^{\text{hot}}(20 \text{ nm})/\text{Cu}(4 \text{ nm})/\text{Ni}(\text{dNi})/\text{Cu}(1.5 \text{ nm})/\text{Pb}(110 \text{ nm})$ .

$\text{HA} = \text{Co}_2\text{Cr}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Al}_y$ , а между типами 2 и 2/1 структур локализация места приготовления.

### 3. Экспериментальные результаты

Магнитные свойства структур спинового клапана были охарактеризованы с использованием 7T VSM SQUID магнитометра фирмы Quantum Design. Сначала образцы структуры типа 1 охлаждались от комнатной температуры до 10 К в присутствии магнитного поля +6 кОе, приложенного в плоскости образца. После такой процедуры охлаждения намагниченность слоя Py оказывалась зафиксированной за счет поля анизотропии АФ-слоя оксида кобальта, так как температура Нееля  $\text{CoO}_x$  составляет порядка 250–290 К. При температуре 10 К магнитное поле менялось от +4 кОе до –6 кОе и наоборот. Измерялось значение магнитного момента, лежащего в плоскости образца. Для образца структур типа 1 PL34-81 намагниченность свободного слоя  $\text{HA}^{\text{RT}}$  начинает уменьшаться при уменьшении поля от +4 кОе до поля порядка +0.1 кОе. В то же время намагниченность слоя Py остается зафиксированной вплоть до –2 кОе из-за закрепления антиферромагнитным слоем  $\text{CoO}_x$ . Таким образом, в диапазоне полей от +0.1 до –2 кОе взаимная ориентация двух ферромагнитных слоев антипараллельная. При дальнейшем изменении поля от –2 до –2.5 кОе намагниченность слоя Py становится свободной и начинает вращаться в направлении приложенного внешнего магнитного поля. Малая петля магнитного гистерезиса для этого образца показала, что внешнего магнитного поля  $\pm 1$  кОе достаточно для изменения взаимной ориентации намагниченностей

Ф-слоев с  $P$  на  $AP$ . Такое поведение магнитных свойств характерно для всей серии образцов структур типа 1.

Исследования магнитных свойств структур типа 2 показали, что насыщение намагниченности слоя  $\text{HA}^{\text{hot}}$  происходит при 30 Ое. При дальнейшем увеличении магнитного поля до 3 кОе намагниченность слегка возрастает. Магнитный отклик от слоя Ni не виден из-за относительно небольшого значения магнитного момента этого слоя. Подобные же магнитные свойства показали структуры типа 2/1.

Измерения  $T_c$  проводились путем записи сверхпроводящих переходов по изменению сопротивления при помощи стандартного 4-х контактного метода на постоянном токе на установке, которая была создана на базе спектрометра ЭПР X-диапазона фирмы Bruker. Она содержит векторный электромагнит с остаточным магнитным полем порядка 30 Ое, что позволяет контролировать с высокой точностью величину магнитного поля во время эксперимента. Использование электромагнита также значительно упрощает процедуру вращения образца во внешнем 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 нескольких градусов относительно направления внешнего магнитного поля. Магнитное поле измерялось при помощи датчика Холла с точностью  $\pm 0.3$  Ое. Температура образца контролировалась с помощью угольного сопротивления фирмы Allen-Bradley номиналом 230  $\Omega$  который максимально чувствителен в интересующем нас температурном диапазоне.

Качество слоя Pb контролировалось по величине отношения электросопротивлений

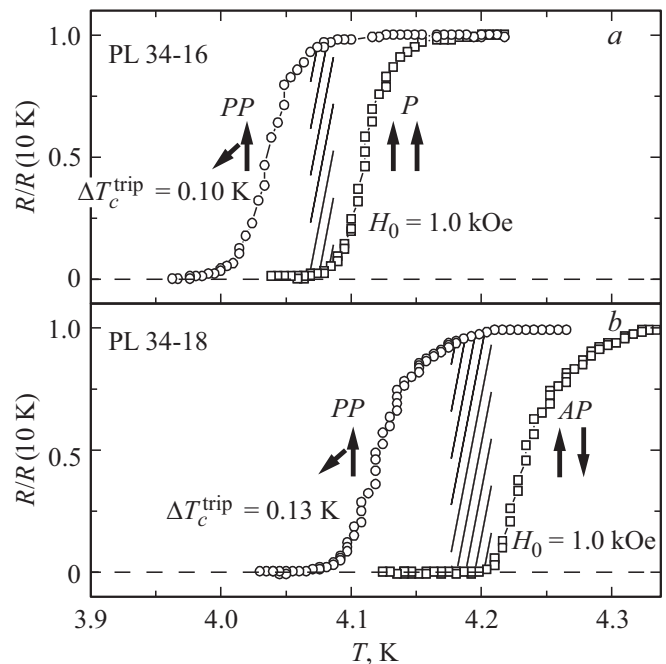
$$RRR = R(300\text{ K})/R(10\text{ K}) \\ = [\rho_{ph}(300\text{ K}) + \rho(10\text{ K})]/\rho(10\text{ K}),$$

где  $R(T)$  — сопротивление, измеренное при температуре  $T$ ,  $\rho_{ph}(300\text{ K})$  — фононный вклад в удельное сопротивление при температуре 300 K, и  $\rho(10\text{ K})$  — остаточное сопротивление при температуре 10 K (выше  $T_c$ ). Для всех образцов  $RRR$  находилось в пределах между  $10^{-12}$ , что является показателем высокого качества пленок. Величина  $T_c$  определялась как середина сверхпроводящего перехода. В нулевых магнитных полях ширины кривых сверхпроводящих переходов варьировались от 20 до 50 mK от образца к образцу и увеличивались до 250 mK при приложении внешнего магнитного поля.

Следующим необходимым шагом, было определение оптимальной толщины Pb-слоя для наблюдения эффекта близости C/Ф для структур всех типов. Толщина Pb-слоя должна быть достаточно малой для того, чтобы C-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. Для того, чтобы определить оптимальную толщину Pb-слоя, мы исследовали зависимости  $T_c$  от толщины Pb-слоя  $d_{Pb}$  в структурах  $\text{HA}^{\text{RT}}(12\text{ nm})/\text{Cu}(1.5\text{ nm})/\text{Pb}(d_{Pb})$  для образцов типа 1 и  $\text{Ni}(5\text{ nm})/\text{Cu}(1.5\text{ nm})/\text{Pb}(d_{Pb})$  для образцов типа 2. Мы использовали слои  $\text{HA}^{\text{RT}}$  толщиной  $d_{\text{HA}} = 12\text{ nm}$  и Ni толщиной  $d_{\text{Ni}} = 5\text{ nm}$ , которые значительно превышают глубину проникновения куперовских пар в эти слои. При больших толщинах слоя Pb  $T_c$  медленно уменьшается с уменьшением  $d_{Pb}$  в обоих типах структур. Значение  $T_c$  начинает резко уменьшаться ниже  $d_{Pb} \sim 60\text{ nm}$  для  $\text{HA}^{\text{RT}}/\text{Cu}/\text{Pb}$  и  $d_{Pb} \sim 130\text{ nm}$  для  $\text{Ni}/\text{Cu}/\text{Pb}$ . Ниже  $d_{Pb} \sim 30\text{ nm}$  для  $\text{HA}^{\text{RT}}/\text{Cu}/\text{Pb}$  и ниже  $d_{Pb} \sim 80\text{ nm}$  для  $\text{Ni}/\text{Cu}/\text{Pb}$   $T_c$  составляет менее 1.5 K. При малых толщинах  $d_{Pb}$  ширины сверхпроводящих переходов  $\Delta T_c$  становятся чрезвычайно большими (порядка 0.4 K). Принимая во внимание, что влияние магнитной части становится сильнее при малых толщинах слоя Pb, мы определили оптимальные толщины слоя свинца  $d_{Pb} = 80\text{ nm}$  для структур типа 1 и  $d_{Pb} = 105\text{--}110\text{ nm}$  для структур типа 2 и 2/1.

### 3.1. Структуры типа 1

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 7T VSM SQUID магнитометре. Согласно магнитным измерениям  $P$  и  $AP$  взаимные ориентации намагниченностей Ф-слоев достигаются при полях  $H_0 = +1$  и  $-1\text{ kOe}$ , соответственно. Для образцов структур типа 1 максимальная величина  $\Delta T_c^{\text{full}}$  достигается при

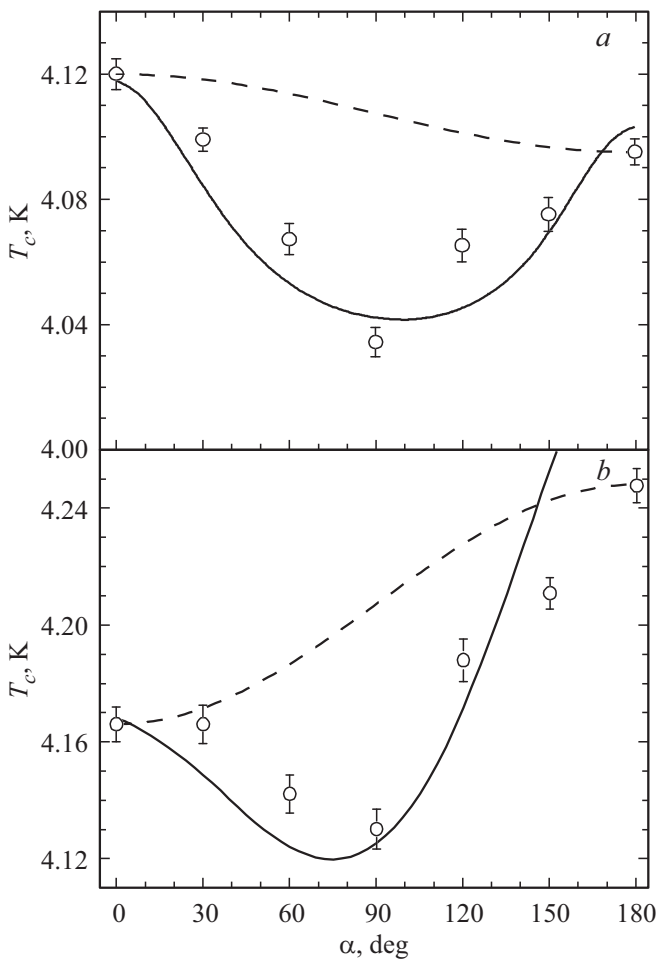


**Рис. 3.** Кривые сверхпроводящих переходов при различных взаимных ориентациях намагниченностей Ф-слоев во внешнем магнитном поле  $H_0 = +1\text{ kOe}$  для двух образцов: (a) образец PL34-16 (для  $P$  и  $PP$ ) и (b) образец PL34-18 (для  $AP$  и  $PP$ ). Заштрихованный прямоугольник  $\Delta T_c^{\text{full}} \sim 0.05\text{ K}$  показывает рабочую зону ССК.

изменении взаимной ориентации намагниченностей с коллинеарной на ортогональную и составляет  $\sim 0.05\text{ K}$  (см. рис. 3).

Для серии образцов структур типа 1 с различными толщинами  $d_{\text{HA}}$  мы исследовали зависимость  $T_c$  от угла  $\alpha$  между направлением замороженного поля и внешним магнитным полем, приложенных вдоль плоскости образца. Как видно из рис. 4, при изменении взаимной ориентации намагниченностей путем плавного вращения магнитного поля из состояния  $P$  ( $\alpha = 0^\circ$ ) в состояние  $AP$  ( $\alpha = 180^\circ$ ),  $T_c$  изменялось немонотонно и проходило через минимум вблизи ортогональной ориентации намагниченностей. Согласно теории [7], 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 Ф1/Ф2/С. Если предположить, что триплетной компоненты нет (хотя, согласно теории, их возникновение неизбежно), можно ожидать, что зависимость  $T_c(\alpha)$  будет монотонной. Исходя из общих соображений,  $T_c$  должна быть функцией  $\alpha^2$  и  $(\pi - \alpha)^2$  при изменении угла от 0 до  $\pi$ . Таким образом, зависимость  $T_c(\alpha)$  можно выразить через  $T_c^P$  и  $T_c^{AP}$  следующим образом:  $T_c^{\text{ref}}(\alpha) = T_c^P \cos^2(\alpha/2) + T_c^{AP} \sin^2(\alpha/2)$ .

Эта кривая представлена штриховой линией на рис. 4, 7 и 10. Назовем эти кривые реперными. Отклонение фактического значения  $T_c$  от этой реперной



**Рис. 4.** Угловые зависимости  $T_c(\alpha)$ , измеренные во внешнем магнитном поле  $H_0 = +1$  кОе: (а) PL34-16 и (b) PL34-18. Реперные кривые показаны штриховой линией. Теоретические кривые, построенные согласно теории Фомина и др. в работе [34], показаны сплошной линией.

кривой демонстрирует вклад ДТК в величину эффекта спинового клапана.

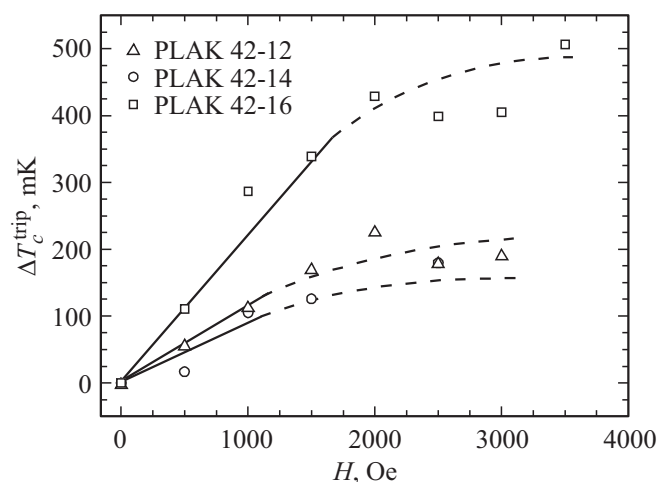
Из рис. 4, а, на котором представлена угловая зависимость  $T_c$  для образца PL34-16, мы получаем значение синглетного эффекта ССК  $\Delta T_c = -25$  мК. Отрицательный знак величины эффекта означает, что мы наблюдаем обратный эффект ССК, вследствие деструктивной квантовой интерференции парной волновой функции куперовской пары. Из рис. 4, б, на котором представлена угловая зависимость  $T_c$  для образца PL34-18, мы получаем значение синглетного эффекта ССК  $\Delta T_c = +85$  мК. Положительная величина эффекта соответствует прямому эффекту ССК. Как видно из рис. 4, б,  $\Delta T_c^{\text{trip}} = T_c^P(\alpha = 0^\circ) - T_c^{PP}(\alpha = 90^\circ)$  составляет порядка 100 мК. В таком случае, величина эффекта ССК при изменении взаимной ориентации намагниченностей от  $AP$  к  $PP$  превышает ширину сверхпроводящего перехода  $\partial T_c = 70$  мК. Следовательно, для образца PL34-18 существует возможность полного переключения меж-

ду нормальным и сверхпроводящим состояниями, путем изменения взаимной ориентации намагниченностей  $\Phi$ -слоев с  $AP$  на  $PP$ . Нам, действительно, удалось осуществить полное переключение с рабочей зоной ССК  $\Delta T_c^{\text{full}} \sim 0.05$  К (см. рис. 3). Эта величина до сих пор не очень большая, но все же уже превышает в пять раз величину, полученную в нашей первой работе [6].

### 3.2. Структуры типа 2

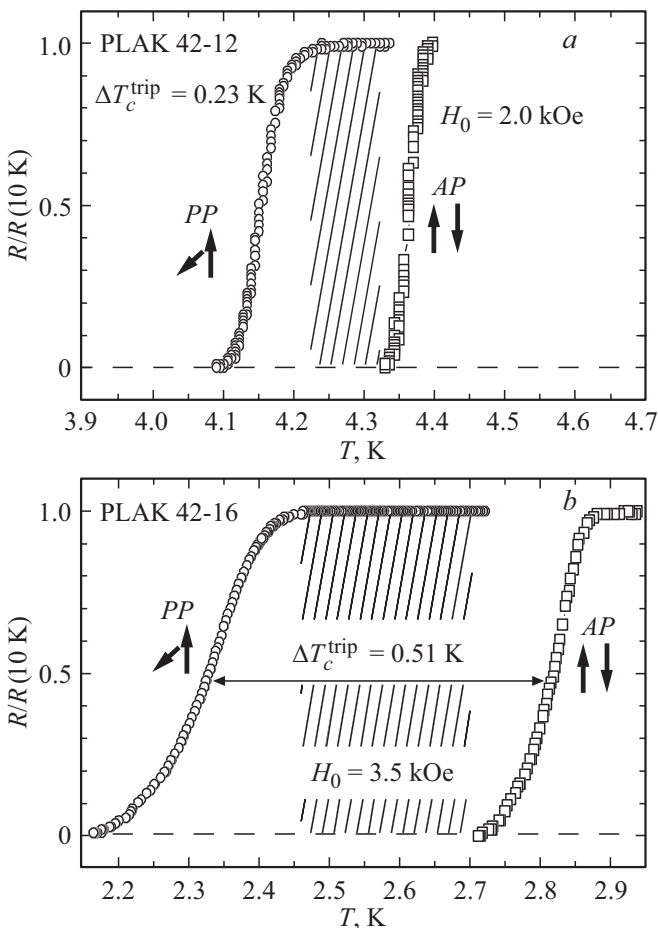
Согласно нашим магнитным измерениям для образцов структур типа 2, изначально, мы полагали, что для управления направлением намагниченности  $HA^{\text{hot}}$ -слоя магнитного поля в 30 Ое будет достаточным, поскольку намагниченность  $HA^{\text{hot}}$ -слоя уже насыщается в этом поле. Мы провели такие эксперименты и обнаружили стандартную для нас величину эффекта ССК  $\Delta T_c = 0.1$  К в поле 0.5 кОе. Затем, просто из любопытства, мы провели исследования величины ССК в более высоких магнитных полях. Мы обнаружили удивительный для нас эффект — с увеличением магнитного поля триплетный вклад в величину эффекта ССК линейно увеличивался. Например, для образца PLAK42-16  $\Delta T_c^{\text{trip}}$  линейно возрастает до 0.4 К в поле 2 кОе (см. рис. 5).

Стоит отметить, что аналогичное увеличение  $\Delta T_c^{\text{trip}}$  наблюдалось у Сингх и др. в работе [29]. Очевидно, что этот зависимый 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  $\Phi 1$ - и  $\Phi 2$ -слоев составляет  $\Delta T_c^{\text{trip}} \sim 0.51$  К для образца PLAK42-16 (см. рис. 6, б). Величина  $\Delta T_c^{\text{trip}}$  для всей серии образцов находится в диапазоне от 0.18 до 0.51 К (см. рис. 5).

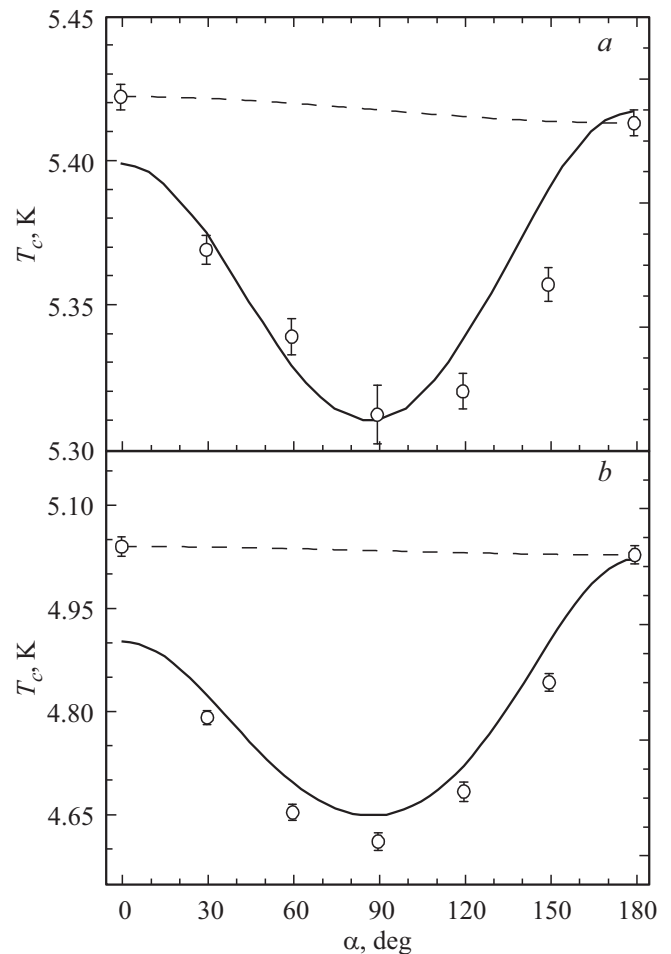


**Рис. 5.** Зависимость величины триплетного эффекта ССК  $\Delta T_c^{\text{trip}}$  от внешнего магнитного поля  $H$  для трех различных образцов структур 2 типа. Сплошная линия — гид для глас.

На рис. 7 представлены зависимости  $T_c$  от  $\alpha$  для двух образцов. Поведение зависимости  $T_c(\alpha)$  качественно совпадает с угловыми зависимостями, которые наблюдались ранее в наших работах [9,26,32]. Однако, здесь мы наблюдаем огромный провал в значениях  $T_c$  при ортогональной ориентации намагниченностей  $\Phi_1$ - и  $\Phi_2$ -слоев, который не наблюдался ранее. Это позволяет предположить, что в эффекте ССК преобладают куперовские пары с триплетной спиновой поляризацией. И действительно, согласно рис. 7, синглетный вклад в эффект ССК практически ничтожен. Для образцов структур типа 2, демонстрирующих огромную величину эффекта ССК, мы наблюдаем увеличение  $\Delta T_c$  при  $PP$  ориентации намагниченностей (см. рис. 6). Кроме того, величина триплетного эффекта  $\Delta T_c^{\text{trip}}$  ССК зависит от приложенного магнитного поля вплоть до определен-



**Рис. 6.** Кривые сверхпроводящих переходов при различных взаимных ориентациях намагниченностей  $\Phi$ -слоев: (а) образец PLAK 42-12 (для  $AP$  и  $PP$ ) во внешнем магнитном поле  $H_0 = +2$  kOe; (б) рекордная разница в кривых сверхпроводящих переходах, измеренных при параллельной и перпендикулярной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев, во внешнем магнитном поле  $H_0 = +3.5$  kOe для образца PLAK42-16. Заштрихованный прямоугольник  $\Delta T_c^{\text{full}} \sim 0.3$  K показывает рабочую зону ССК.



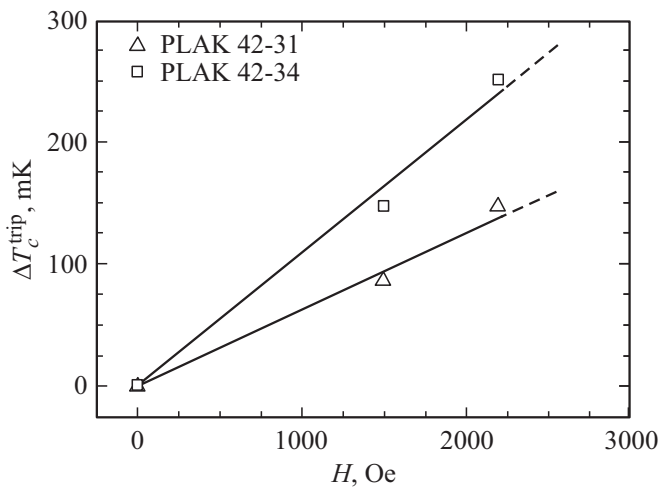
**Рис. 7.** Угловые зависимости  $T_c(\alpha)$ , измеренные во внешнем магнитном поле  $H_0 = +1$  kOe: (а) PLAK42-12 и (б) PLAK42-16. Реперные кривые показаны штриховой линией. Теоретические кривые, построенные согласно теории Фоминова и др. в работе [34], показаны сплошной линией.

ного значения, которое различно для разных образцов (см. рис. 5).

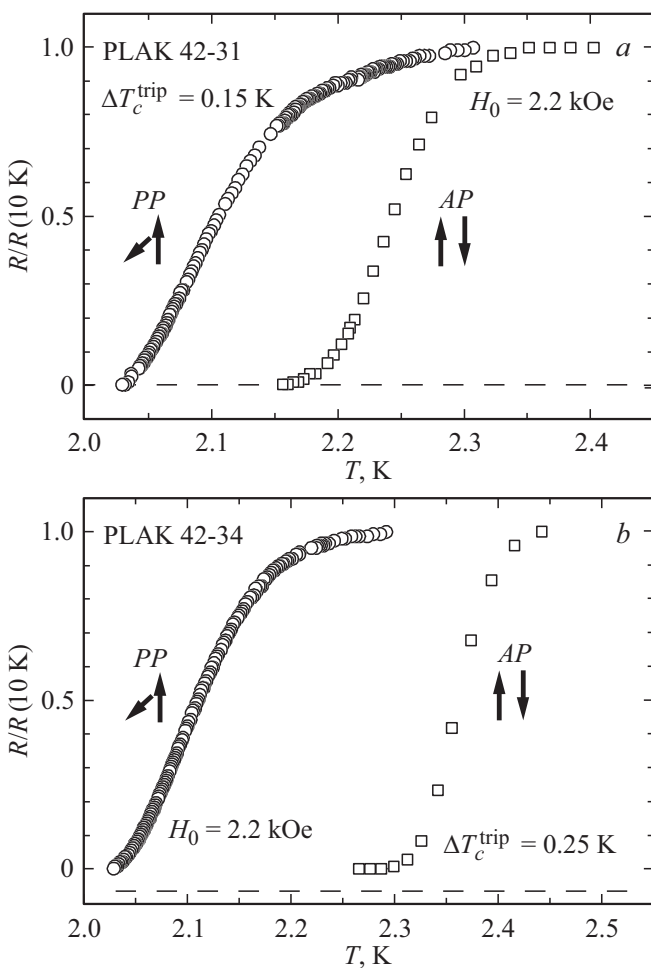
### 3.3. Структуры типа 2/1

Данная серия образцов была приготовлена для отладки работы напылительного оборудования в Казани. Для данной серии образцов был тоже обнаружен эффект роста триплетного вклада в величину эффекта ССК с увеличением магнитного поля (см. рис. 8). Например, для образца PLAK42-4  $\Delta T_c^{\text{trip}}$  линейно возрастает до 0.25 K в поле 2.2 kOe (см. рис. 8).

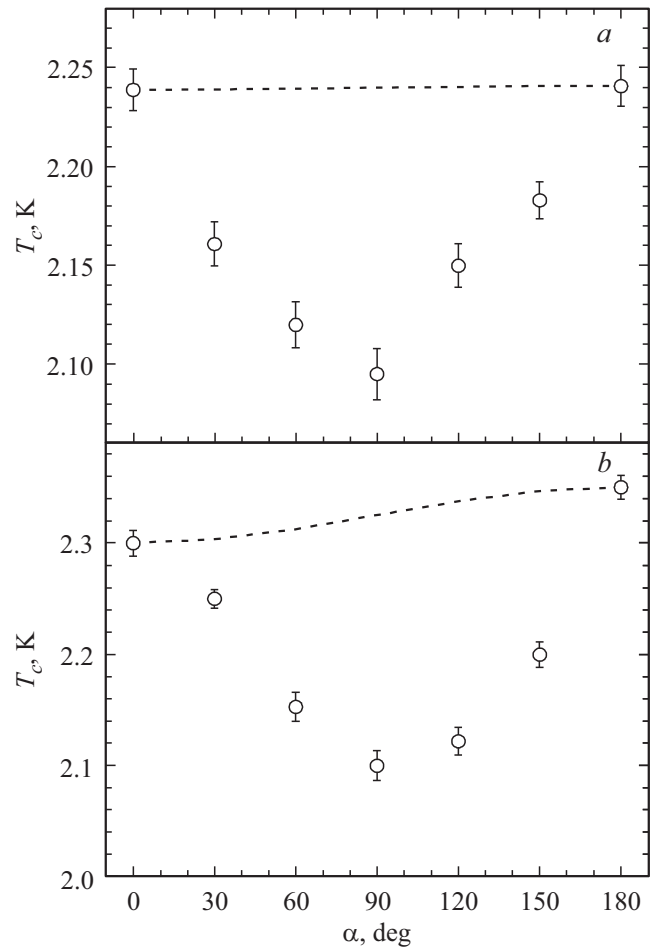
Стоит отметить, что аналогичное увеличение  $\Delta T_c^{\text{trip}}$  наблюдалось и для образцов структур типа 2 (см. рис. 5). Данный факт, во-первых, позволяет утверждать, что напылительная установка вышла на свои рабочие параметры после переезда из Германии, а во-вторых, показывает, что линейное увеличение  $\Delta T_c^{\text{trip}}$  от величины магнитного поля является характерной особенностью



**Рис. 8.** Зависимость величины триплетного эффекта ССК  $\Delta T_c^{\text{trip}}$  от внешнего магнитного поля  $H$  для двух различных образцов структур 2/1 типа. Сплошная линия — гид для глаз.



**Рис. 9.** Кривые сверхпроводящих переходов, измеренных при антипараллельной и перпендикулярной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев во внешнем магнитном поле  $H_0 = +2.2$  kOe для двух образцов: (a) образец PLAK42-31 и (b) образец PLAK42-34.



**Рис. 10.** Угловые зависимости  $T_c(\alpha)$ , измеренные во внешнем магнитном поле  $H_0 = +2.2$  kOe: (a) образец PLAK42-31 и (b) образец PLAK42-34. Реперные кривые показаны штриховой линией.

новых типов ССК с полуметаллическими слоями и требует теоретического объяснения. Максимальная разница в  $T_c$  между  $P$  и  $PP$  ориентациями намагниченностей  $\Phi_1$ - и  $\Phi_2$ -слоев составляет  $\Delta T_c^{\text{trip}} \sim 0.25$  K для образца PLAK42-34 (см. рис. 9).

На рис. 10 представлены зависимости  $T_c$  от  $\alpha$  для двух образцов структур типа 2/1. Поведение зависимости  $T_c(\alpha)$  качественно совпадает с угловыми зависимостями, полученными для образцов структур типа 2.

#### 4. Обсуждение результатов

Теоретические кривые, представленные на рис. 4 и 7, были построены согласно теории Фомина и др. [7]. Расширенная теория в приложении нашей работы [34] позволяет рассматривать наши гетероструктуры с различными параметрами материалов слоев и произвольными граничными параметрами Куприянова–Лукичева [37] всех интерфейсов  $\Phi_1/\Phi_2/C$ . Каждый из двух интерфейсов ( $\Phi_2/C$  и  $\Phi_1/\Phi_2$ ) описывается параметром ма-



териалов границы  $\gamma$  и параметром прозрачности границы  $\gamma_b$  [34]. Из рис. 4 и 7 видно, что теория хорошо воспроизводит характерные особенности зависимости  $T_c(\alpha)$ . Параметры изученных гетероструктур  $\Phi 1/\Phi 2/C$ , которые мы использовали для теоретических расчетов для структур типов 1 и 2, представлены в разделе 6 нашей работы [34].

#### 4.1. Структуры типа 1

Как правило, переключение сверхпроводящего тока в структурах ССК осуществлялось путем изменения взаимной ориентации намагниченностей  $\Phi$ -слоев от ориентации  $AP$  к  $PP$ , или путем сочетания синглетного и триплетного эффекта ССК. В наших структурах типа 1 для двух различных образцов полное переключение было осуществлено при изменении взаимных ориентаций намагниченности между  $AP$  и  $PP$ . Следует отметить, что для образца PL34-16 разность  $T_c^{AP} - T_c^P$  составляла 60 мК, что практически в 2 раза меньше разницы  $T_c^P - T_c^{PP}$  равной 100 мК. Таким образом, основную роль в переключении сверхпроводящего тока играл именно триплетный вклад в эффект ССК.

#### 4.2. Структуры типа 2

Огромная разница в кривых сверхпроводящих переходах, измеренных при параллельной и перпендикулярной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев для образца PLAK42-16 на рис. 6, свидетельствует о доминирующих спин-триплетных корреляциях сверхпроводящего конденсата в наших образцах структур 2 типа. рис. 7 демонстрирует, что теория качественно и количественно воспроизводит характерные особенности зависимости  $T_c(\alpha)$ . Из рис. 6, видно, что рабочая зона образца PLAK42-16 составляет  $\Delta T_c^{\text{full}} \sim 0.3$  К. Это значение в 30 раз больше, чем было получено в наших первых образцах [6] и в 1.5 раза больше, чем в работе Сингх и др. [29]. Как видно из рис. 5 и 8, величина  $\Delta T_c^{\text{trip}}$  линейно увеличивается с увеличением приложенного внешнего магнитного поля. На первый взгляд, кажется удивительным, что величина триплетного вклада в величину эффекта ССК  $\Delta T_c^{\text{trip}}$  увеличивается при полях значительно выше поля насыщения намагниченности слоя  $HA^{\text{hot}}$ . В качестве одной, но не единственной возможной причиной Сингх и др. в работе [29] предположили, что это связано с магнитной неоднородностью полуметаллического ферромагнитного слоя. В нашем случае, это слой  $HA^{\text{hot}}$ , который также обладает, по всей видимости, магнитной неоднородностью, о чем свидетельствует небольшое увеличение его намагниченности до поля 3 кОе, когда все больше и больше „микродоменов“ включаются в суммарный магнитный момент слоя. Полученные экспериментальные результаты показывают, что в результате оптимального выбора материалов  $\Phi$ -слоев триплетный вклад, вероятно, всегда доминирует в эффекте ССК. По результатам настоящей работы и данным работы [29]

следует, что полуметаллические соединения, вероятнее всего, являются наилучшими из известных на данный момент материалами для  $\Phi 1$ -слоя в структурах ССК  $\Phi 1/\Phi 2/C$ . Такая высокая эффективность полуметалла связана с тем, что падающие на его поверхность электроны, могут проникать в него только тогда, когда они имеют определенное направление спина. Это, в первую очередь, относится к спин-поляризованным куперовским парам, которые, в зависимости от направления спинов электронов, будут либо отражаться от  $C/\Phi$  интерфейса, либо глубоко проникать в него.

#### 4.3. Структуры типа 2/1

Все результаты, полученные для структур типа 2/1, качественно совпадают с результатами, полученными для структур типа 2. Для данного типа структур мы наблюдаем огромный провал в значениях  $T_c$  при ортогональной ориентации намагниченностей  $\Phi 1$ - и  $\Phi 2$ -слоев (см. рис. 10). Здесь нам удалось осуществить полное переключение сверхпроводящего тока путем изменения взаимной ориентации намагниченностей  $\Phi$ -слоев от ориентации  $AP$  к  $PP$  (см. рис. 9, *b*), где ключевую роль играли куперовские пары с триплетной спиновой поляризацией, так как синглетный вклад в эффект ССК практически ничтожен (см. рис. 10, *b*). Результаты полученные для этого типа образцов, во-первых, позволяют утверждать, что все результаты для структур типа 2 качественно воспроизводятся. Во-вторых, напылительная установка успешно перенесла переезд из Германии в Россию, пуско-наладочные работы проведены успешно, установка вышла на свои рабочие параметры.

### 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  $\Delta T_c^{\text{trip}} \sim 0.5$  К, связанный, в первую очередь, с ДТК сверхпроводящего конденсата, в приложенном внешнем магнитном поле порядка 3.5 кОе, которое существенно меньше, чем в более ранней работе [29]. Наши наблюдения свидетельствуют о том, что концепция ССК с полуметаллическим ферромагнитным материалом, предложенная в работе [29], 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  $\Delta T_c^{\text{trip}}$ . На сегодняшний день, мы уже увеличили рабочую зону ССК  $\Delta T_c^{\text{full}}$  до 0.3 К, что в 30 раз больше по сравнению с результатами, которые наблюдались в нашей первой работе [6] и в 1.5 раза больше, чем в работе Сингх и др. [29]. Кроме того, стоит подчеркнуть, что экспериментальные результаты, полученные нами в

этой работе, и в работе [29] 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 работы

Работа Я.В. Фомина выполнена в рамках госзадания ИТФ им. Л.Д. Ландау РАН, а также поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики „БАЗИС“.

Работа А.А. Камашева, И.А. Гарифуллина, Н.Н. Гарифьянова, А.А. Валидова выполнена в рамках темы государственного задания ФИЦ КазНЦ РАН.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] L.B. Ioffe, V.B. Geshkenbein, M.V. Feigel'man, A.L. Fauchere, G. Blatter. *Nature* **398**, 679 (1999).
- [2] М.В. Фейгельман. *УФН* **169**, 917 (1999).
- [3] В.В. Рязанов. *УФН* **169**, 920 (1999).
- [4] S. Oh, D. Youm, M.R. Beasley. *Appl. Phys. Lett.* **71**, 2376 (1997).
- [5] L.R. Tagirov. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2058 (1999).
- [6] P.V. Leksin, N.N. Garif'yanov, I.A. Garifullin, J. Schumann, H. Vinzelberg, V. Kataev, R. Klingeler, O.G. Schmidt, B. Büchner. *Appl. Phys. Lett.* **97**, 102505 (2010).
- [7] Ya.V. Fominov, A.A. Golubov, T.Yu. Karminskaya, M.Yu. Kupriyanov, R.G. Deminov, L.R. Tagirov. *Письма в ЖЭТФ* **91**, 329 (2010).
- [8] P.V. Leksin, N.N. Garif'yanov, I.A. Garifullin, J. Schumann, V. Kataev, O.G. Schmidt, B. Büchner. *Phys. Rev. Lett.* **106**, 067005 (2011).
- [9] 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, B. Büchner. *J. Magn. Magn. Mater.* **373**, 18 (2015).
- [10] M.G. Blamire, J.W.A. Robinson. *J. Phys.: Condens. Matter* **26**, 453201 (2014).
- [11] J. Linder, J.W.A. Robinson. *Nature Phys.* **11**, 307 (2015).
- [12] N.G. Pugach, M. Safonchik, T. Champel, M.E. Zhitomirsky, E. Lähderanta, M. Eschrig, C. Lacroix. *Appl. Phys. Lett.* **111**, 162601 (2017).
- [13] Q. Cheng, B. Jin. *Physica C* **473**, 29 (2012).
- [14] J. Zhu, I.N. Krivorotov, K. Halterman, O.T. Valls. *Phys. Rev. Lett.* **105**, 207002 (2010).
- [15] X.L. Wang, A. Di Bernardo, N. Banerjee, A. Wells, F.S. Bergeret, M.G. Blamire, J.W.A. Robinson. *Phys. Rev. B* **89**, 140508(R) (2014).
- [16] 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, S.L. Lee. *Phys. Rev. B* **91**, 060501(R) (2015).
- [17] K. Dybko, P. Aleshkevych, M. Sawicki, P. Przyslupski. *J. Magn. Magn. Mater.* **373**, 48 (2015).
- [18] 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, R. Tidecks. *Beilstein J. Nanotechnol.* **7**, 957 (2016).
- [19] S. Voltan, A. Singh, J. Aarts. *Phys. Rev. B* **94**, 054503 (2016).
- [20] Z. Feng, J.W.A. Robinson, M.G. Blamire. *Appl. Phys. Lett.* **111**, 042602 (2017).
- [21] A. Srivastava, L.A.B. Olde Olthof, A. Di Bernardo, S. Komori, M. Amado, C. Palomares-Garcia, M. Alidoust, K. Halterman, M.G. Blamire, J.W.A. Robinson. *Phys. Rev. Appl.* **8**, 044008 (2017).
- [22] E. Moen, O.T. Valls. *Phys. Rev. B* **95**, 054503 (2017).
- [23] Zh. Devizorova, S. Mironov. *Phys. Rev. B* **95**, 144514 (2017).
- [24] M. Alidoust, K. Halterman. *Phys. Rev. B* **97**, 064517 (2018).
- [25] A.A. Jara, C. Safranski, I.N. Krivorotov, C.-T. Wu, A.N. Malmi-Kakkada, O.T. Valls, K. Halterman. *Phys. Rev. B* **89**, 184502 (2014).
- [26] P.V. Leksin, N.N. Garif'yanov, A.A. Kamashev, A.A. Validov, Ya.V. Fominov, J. Schumann, V. Kataev, J. Thomas, B. Büchner, I.A. Garifullin. *Phys. Rev. B* **93**, 100502(R) (2016).
- [27] J.Y. Gu, C.-Y. You, J.S. Jiang, J. Pearson, Y.B. Bazaliy, S.D. Bader. *Phys. Rev. Lett.* **89**, 267001 (2002).
- [28] Y. Gu, G.B. Halász, J.W.A. Robinson, M.G. Blamire. *Phys. Rev. Lett.* **115**, 067201 (2015).
- [29] A. Singh, S. Voltan, K. Lahabi, J. Aarts. *Phys. Rev. X* **5**, 021019 (2015).
- [30] A.A. Kamashev, P.V. Leksin, J. Schumann, V. Kataev, J. Thomas, T. Gemming, B. Büchner, I.A. Garifullin. *Phys. Rev. B* **96**, 024512 (2017).
- [31] А.А. 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).
- [32] А.А. Камашев, P.V. Leksin, N.N. Garif'yanov, A.A. Validov, J. Schumann, V. Kataev, B. Büchner, I.A. Garifullin. *J. Magn. Magn. Mater.* **459**, 7 (2018).
- [33] А.А. Камашев, N.N. Garif'yanov, A.A. Validov, J. Schumann, V. Kataev, B. Büchner, Ya.V. Fominov, I.A. Garifullin. *Beilstein J. Nanotechnol.* **10**, 1458 (2019).
- [34] А.А. Камашев, N.N. Garif'yanov, A.A. Validov, J. Schumann, V. Kataev, B. Büchner, Ya.V. Fominov, I.A. Garifullin. *Phys. Rev. B* **100**, 134511 (2019).
- [35] P.V. Leksin, N.N. Garif'yanov, A.A. Kamashev, Ya.V. Fominov, J. Schumann, C. Hess, V. Kataev, B. Büchner, I.A. Garifullin. *Phys. Rev. B* **91**, 214508 (2015).
- [36] P.V. Leksin, A.A. Kamashev, J. Schumann, V.E. Kataev, J. Thomas, B. Büchner, I.A. Garifullin. *Nano Res.* **9**, 1005 (2016).
- [37] М.Ю. Куприянов, В.Ф. Лукичев. *ЖЭТФ* **94**, 139 (1988).

Редактор Ю.Э. Катаев