

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 539.216.2:538.945

ЭФФЕКТ НЕВЗАИМНОСТИ В СТРУКТУРАХ ЖЕЛЕЗО-ИТТРИЕВЫЙ ГРАНАТ–СВЕРХПРОВОДНИК

© 2020 г. Л. С. Успенская^{а, *}, Д. С. Львов^а, Г. А. Пензяков^а, О. В. Скрыбина^а

^аИнститут физики твердого тела РАН, ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432 Россия

*e-mail: uspenska@issp.ac.ru

Поступила в редакцию 27.09.2019 г.

После доработки 19.11.2019 г.

Принята к публикации 28.11.2019 г.

Представлены результаты экспериментального исследования влияния близости ферромагнитного диэлектрика с плоскостной намагниченностью $Y_3Fe_5O_{12}$ на сверхпроводящий переход в планарных гибридных структурах $Y_3Fe_5O_{12}/Nb$ и $Y_3Fe_5O_{12}/Al$. Показано изменение вида температурной зависимости сопротивления сверхпроводника из-за близости магнитного диэлектрика: подавление температуры сверхпроводящего перехода и уширение перехода. Обнаружена зависимость эффектов от взаимной ориентации тока в сверхпроводнике и плоскостной намагниченности в диэлектрике. Обсуждается роль эффектов спин-орбитального взаимодействия на интерфейсе сверхпроводник/магнитный диэлектрик и нарушения симметрии сверхпроводника, одна из поверхностей которого соприкасается с магнетиком, а другая свободна.

Ключевые слова: магнитные диэлектрики, сверхпроводимость, эффекты близости, спин-орбитальное взаимодействие

DOI: 10.31857/S0015323020050125

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что в гибридных структурах ферромагнитный диэлектрик/сверхпроводник $Y_3Fe_5O_{12}/Nb$, $BaFe_{12}O_{19}/Nb$ температура сверхпроводящего перехода T_c^{Nb} подавляется за счет распада куперовских пар при отражении от однородно намагниченной поверхности интерфейса и за счет прямого влияния магнитных полей рассеяния над ферромагнетиком [1–4]. При наличии под сверхпроводником магнитной доменной границы или любой магнитной неоднородности подавление критической температуры T_c уменьшается: вблизи границы образуется сверхпроводящий тоннель [5–7]. Таким образом, изменяя магнитную доменную структуру внешним магнитным полем, удается слегка изменять сопротивление всей структуры или управлять величиной критического тока, и эти эффекты рассматриваются перспективными для использования в низкотемпературной электронике [8]. Кроме того, $Y_3Fe_5O_{12}$ (ЖИГ) – это материал с рекордно низкими высокочастотными потерями, который можно перемагничивать с гигагерцовыми частотами. Объемные высококачественные ферриты-гранаты выращивают из раствора в расплаве методом спонтанной кристаллизации или на затравке [9], плен-

ки микронной и субмикронной толщины выращивают методом жидкофазной эпитаксии [10]. Но в настоящее время отрабатывается технология лазерного напыления пленок ферритов-гранатов [11], что делает технологию их изготовления совместимой с современными технологиями микроэлектроники. Известно, что на структурах ЖИГ – нормальный металл наблюдаются такие эффекты, как спиновый эффект Холла и обратный спиновый эффект Холла, эффект спиновой накачки в нормальные металлы при ферромагнитном резонансе, т.е. в этих структурах имеет место эффективный перенос спина из магнитного диэлектрика в нормальный металл за счет спин-орбитального взаимодействия [12]. При этом эффективность накачки спинов в ниобий лишь в несколько раз ниже, чем в платину [13]. В то же время известно, что в гибридных металлических структурах ферромагнетик–сверхпроводник эффекты спин-орбитального взаимодействия также проявляются в изменении T_c и оказывают влияние на сверхпроводящий ток [6, 14, 15]. В данной работе выполнено исследование влияния близости магнитного диэлектрика ЖИГ на температурную зависимость сопротивления низкотемпературных сверхпроводников ниобий и алюминий. В результате проведенных эксперимен-

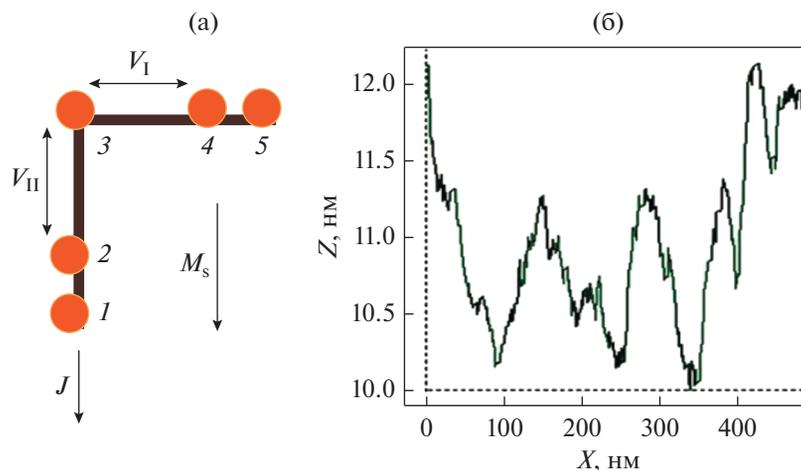


Рис. 1. а – Схема Г-структуры для магниторезистивных измерений (1–5 – токовые контакты, 2–3 и 3–4 – две пары контактов для измерения сопротивления, 2–3 соответствуют параллельному намагниченности M_s протеканию тока J , 3–4 – перпендикулярному), б – шероховатость поверхности слоя ниобия, магнетронно распыленного на ЖИГ.

тальных исследований удалось установить, что близость ЖИГ даже с плоскостной намагниченностью приводит к подавлению T_c^{Nb} и уширению сверхпроводящего перехода, зависящим от взаимной ориентации тока в сверхпроводнике и плоскостной намагниченности. Обнаруженные эффекты приводят к тому, что значительное изменение сопротивления возникает при повороте намагниченности в гранате слабым магнитным полем ~ 10 Э, достаточным для вращения намагниченности в плоскости структуры.

ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проведены на пленках алюминия и ниобия, магнетронно-распыленных на (110) поверхность монокристаллических пленок ЖИГ, изготовленных методом жидкофазной эпитаксии из раствора в расплаве на подложках гадолиний-галлиевого граната [10]. Толщина пленок ЖИГ была примерно 5 мкм. Пленки с латеральными размерами 8–10 мм были монодоменными с плоскостной намагниченностью вдоль $\langle 111 \rangle$ практически по всему объему кроме небольших участков вблизи краев, где поток замыкается доменами с намагниченностью вдоль второго плоскостного направления $\langle 111 \rangle$. Прямые магнитооптические наблюдения (МО) в поляризационно-оптическом микроскопе показали, что такая доменная структура сохраняется при понижении температуры от 300 до 1 К. Измерения на вибрационном магнетометре показали монотонно-возрастающую безгистерезисную зависимость намагниченности пленок ЖИГ от перпендикулярного магнитного поля и почти скач-

кообразную зависимость с гистерезисом меньше 1 Э от продольного поля.

Перед напылением сверхпроводников проведена тщательная очистка поверхности пленок граната: пятиминутная ультразвуковая промывка в ацетоне с последующей пятиминутной ультразвуковой промывкой в изопропиловом спирте, прогрев на горячей поверхности, имеющей температуру 440 К. Затем наносили полимерный резист и через маску, ориентированную в соответствии с направлением намагниченности в гранате, произведена электронная литография, “lift-off” структуры в ацетоне, ионно-плазменное травление поверхности в атмосфере Ar при давлении 4 мбар и, наконец, напыление металлической пленки сверхпроводника. В результате, после удаления резиста, на ЖИГ были сформированы Г-образные структуры (рис. 1а), одна из сторон которых была ориентирована вдоль направления намагниченности в гранатовой пленке, а вторая была перпендикулярна к ней. Толщина слоя ниобия составляла 10 нм, толщина слоя алюминия 80 нм, т.е. порядка длины когерентности сверхпроводников. Наблюдение в сканирующем электронном микроскопе показало, что слои сверхпроводников сплошные. Шероховатость поверхности, выявленная с помощью атомно-силового микроскопа, не превышала 1.5 нм, рис. 1б. Точность ориентации сторон Г-структур вдоль и перпендикулярно направлению легкой оси магнетика (рис. 1а) контролировали МО после изготовления структур. Ширина сторон была 20 мкм, длина 4 мм.

Г-структуры располагались в центральной части пленки граната, а их размер был меньше размера пленки, поэтому замыкающие магнитные домены

и соответствующие магнитные доменные границы находились вне Г-структур, а стороны Г-структур располагались над одним и тем же магнитным доменом, что подтверждено МО наблюдениями. При такой геометрии образование новых доменных границ (ДГ) при протекании тока по структуре затруднено, поскольку ДГ легко прорастают с краев магнетика, но их трудно зародить локальным полем вдали от краев, потому что такое зарождение требует преодоления поля анизотропии H_a в области $D \sim 2\delta$, где δ — ширина ДГ (в нашем случае $H_a \sim 2000$ Э, $\delta \sim 2$ мкм [16]).

Г-образная форма структур обеспечивала возможность одновременного измерения сопротивления R полосок сверхпроводящих материалов для двух направлений протекания тока: вдоль и поперек направления намагниченности. В части экспериментов направление намагниченности дополнительно “закрепляли” постоянным магнитным полем величиной $H_{in-plane} = 10\text{--}100$ Э, параллельным легкой оси. Измерения R выполняли стандартным 4-х точечным методом, схема расположения контактов показана на рис. 1а. Измерения проводили при токе $J = 3$ мкА, что соответствует плотности тока $\sim 1.5 \times 10^3$ А/см². Особое внимание уделяли контактам. Мы отказались от их бондирования, потому что увидели, что при напряжении на микропроводе, достаточном для хорошего его закрепления, в гранат в окрестности контакта вводятся механические напряжения. Как показали МО наблюдения, эти напряжения на расстоянии до 50 мкм от контактов формируют магнитные домены с перпендикулярной намагниченностью. Кроме того, мы отказались от напыления контактных площадок во избежание изгибов, изломов и расширений по пути протекания тока, где концентрация магнитного поля может приводить к возникновению вихрей. Поэтому для проведения измерений контакты приклеивали серебряной пастой Leitsilber 200 и выдерживали до полного высыхания пасты.

Контрольные эксперименты проводили на аналогичных Г-образных структурах ниобия или алюминия, изготовленных на окисленных кремниевых подложках (Si/SiO₂/Nb и Si/SiO₂/Al) в одном цикле со структурами на гранате. Отметим, что в контрольных структурах даже ток силой $J \sim 100$ мкА не приводил к заметному нагреву образца и практически не смещал температуру сверхпроводящих переходов ниобия и алюминия. Магнитное поле $H_{in-plane}$ величиной до 300 Э также не влияло на переходы. Все температурные зависимости сопротивления $R(T)$ снимали сначала при понижении температуры, а затем при отогреве, но проход вниз и вверх давал одни и те же кривые, практически неразличимые в пределах шума.

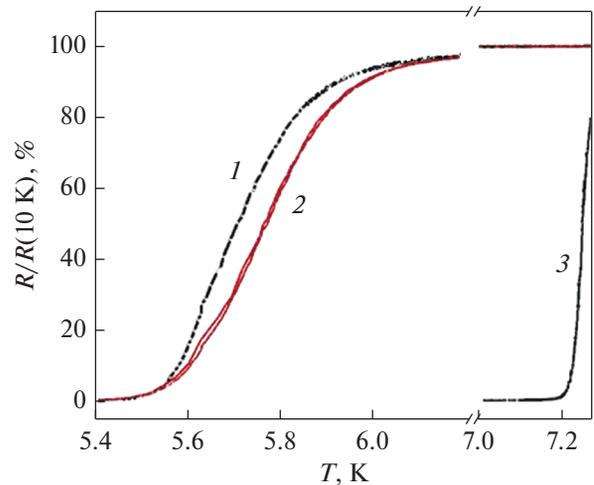


Рис. 2. Температурные зависимости сопротивления структуры ЖИГ/Nb (кривые 1 и 2) и структуры Si/Nb (кривая 3) в процентах от сопротивления, измеренного при 10 К; кривые 1 и 2 соответствуют параллельному и перпендикулярному к плоскостной намагниченности граната протеканию тока; по оси X сделан разрыв между 6.2 и 7 К для удобства сравнения кривых.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 показаны экспериментально полученные температурные зависимости сопротивления $R(T)$ двух структур ниобия, одной — изготовленной на ЖИГ (кривые 1, 2), второй — изготовленной на кремнии (кривая 3). Измерения выполнены при токе $J = 3$ мкА. Видно, что во-первых, близость магнитного диэлектрика понижает температуру перехода ниобия в сверхпроводящее состояние примерно на 1.5 градуса: на кремнии переход, определяемый по уменьшению сопротивления на 50% по сравнению с сопротивлением в нормальном состоянии (при 10 К), происходит при $T_c^{Si/Nb} = 7.2$ К, а на ЖИГ при $T_c^{Nb1} = 5.7$ К и $T_c^{Nb2} = 5.8$ К, т.е. наблюдается уменьшение критической температуры примерно на 25% от $T_c^{Si/Nb} = 7.2$ К. Две температуры перехода ниобия на ЖИГ в сверхпроводящее состояние T_c^{Nb1} и T_c^{Nb2} соответствуют протеканию тока вдоль и поперек направления плоскостной намагниченности граната. Следующая отличительная черта влияния близости магнитного диэлектрика на сверхпроводник — переход в сверхпроводящее состояние в структурах, изготовленных на ЖИГ, значительно шире, чем в структурах на кремнии: на Si ширина перехода $T_c^{Si/Nb} \sim 0.02$ градуса, в то время как на структуре ЖИГ — T_c^{Nb1} и $T_c^{Nb2} \sim 0.5$ градуса.

Обращает на себя внимание, что в области падения сопротивления от 100 до 25% зависимости $R(T)$ на кривых 1 и 2 почти подобны. Далее, в диа-

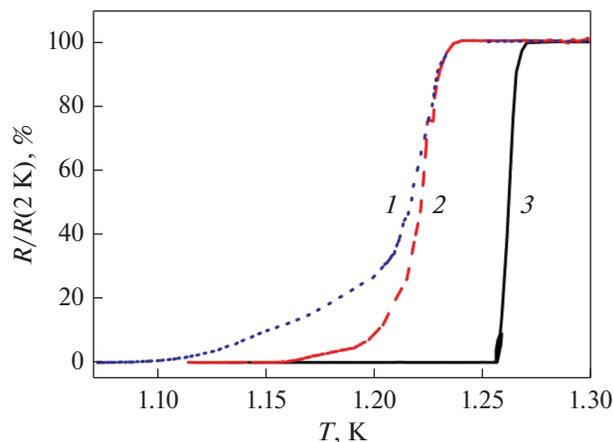


Рис. 3. Температурные зависимости сопротивления структуры ЖИГ/Al (кривые 1 и 2) и структуры Si/Al (кривая 3) в процентах от сопротивления, измеренного при 2 К; кривые 1 и 2 соответствуют параллельному и перпендикулярному к плоскостной намагниченности граната протеканию тока.

пазоне изменения $R(T)$ в пределах от 25 до 0.2% форма кривых 1 и 2 отличается, кривая 2 претерпевает излом в районе падения сопротивления до 20%. При этом обе кривые описываются логарифмической функцией $\lg R(T) \sim \alpha T$, но для тока, параллельного намагниченности, $\alpha = \alpha_1 = 11.3 \text{ град}^{-1}$, а для перпендикулярного $\alpha = \alpha_2 = 8.5 \text{ град}^{-1}$. При $R(T) \sim 0.2\%$, т.е. в области остаточного сопротивления, логарифмическая функция претерпевает еще один излом, коэффициент пропорциональности α падает до $\alpha_3 = 0.8 \text{ град}^{-1}$ и для параллельного, и для перпендикулярного намагниченности тока. Следует отметить, что качественно ход низкотемпературной части зависимости $R(T)$ для образца ниобия, изготовленного на кремнии, совпадает с описанной для ниобия на ЖИГ, но численные значения α заметно отличаются в соответствии с большим наклоном зависимостей, видимым на рис. 2, $\alpha = \alpha_4 = 33.6 \text{ град}^{-1}$ в области падения сопротивления от 25 до 0.2%, и $\alpha = \alpha_5 = 1.41 \text{ град}^{-1}$ при $R < 0.2\%$.

Эксперимент показал, что переход в сверхпроводящее состояние пленок алюминия так же, как и пленок ниобия, значительно подавляется из-за близости магнитного диэлектрика (температура перехода понижается, а сам переход значительно расширяется), рис. 3. При этом при параллельной и перпендикулярной ориентации тока относительно намагниченности граната зависимости $R(T)$ также не идентичны: при параллельной ориентации переход заканчивается при более низкой температуре.

Изменение сопротивления структур ЖИГ/Nb и ЖИГ/Al при изменении направления протека-

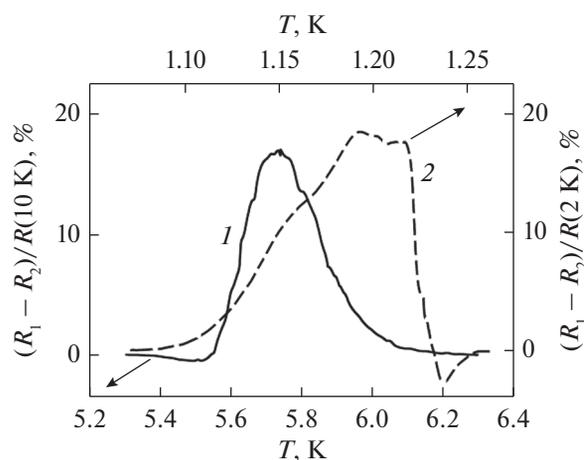


Рис. 4. Изменение с температурой разницы в сопротивлениях структур ЖИГ/Nb (кривая 1, левая и нижняя оси графиков) и аналогичной структуры ЖИГ/Al (кривая 3, правая и верхняя оси) при параллельном и перпендикулярном к плоскостной намагниченности в диэлектрике направлении тока в сверхпроводнике в процентах от нормального сопротивления, измеренного при 10 и 2 К соответственно.

ния тока в сверхпроводнике с параллельного на перпендикулярное относительно плоскостного направления намагниченности в магнитном диэлектрике показано на рис. 4. Видно, что различие в сопротивлении наблюдается только при температурах в области перехода проводников из нормального состояния в сверхпроводящее, и это различие достигает 20% от сопротивления структур в нормальном состоянии.

Насколько нам известно, это первое наблюдение такого эффекта — зависимости сверхпроводящего перехода от ориентации тока относительно намагниченности в диэлектрике в плоскостной геометрии, т.е. в условиях отсутствия прямого влияния поля магнетика на сверхпроводник.

ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Итак, экспериментально установлено, что близость ферромагнитного диэлектрика значительно изменяет температурную зависимость $R(T)$ сверхпроводника: понижает температуру начала сверхпроводящего перехода и значительно расширяет диапазон температур, в котором происходит переход в сверхпроводящее состояние. При этом подавление сверхпроводимости зависит от направления тока относительно направления намагниченности в диэлектрике, ориентированной в плоскости образца. Известно, что подавление сверхпроводимости в гибридных структурах ферромагнетик/сверхпроводник (FM/SC) можно ожидать при наличии перпендикулярной компоненты намагниченности

за счет магнитостатических полей рассеяния [3], но такое подавление не зависит от взаимной ориентации намагниченности и тока. В наших структурах намагниченность лежит в плоскости образцов, т.е. поля рассеяния существуют только вблизи краев магнетика, которые значительно удалены от сверхпроводника. Поэтому они не могут являться причиной подавления сверхпроводимости и уширения перехода. На FM/SC интерфейсе существует обменное поле [17–19], подавляющее сверхпроводимость на некоторой глубине от интерфейса, но этот эффект одинаков при всех направлениях намагниченности. Подавление сверхпроводимости в FM/SC структурах можно ожидать из-за разрушения куперовских пар при отражении от намагниченной поверхности, как это наблюдали в [1, 2], но и этот эффект не зависит от взаимной ориентации направлений намагниченности и тока. Кроме того, электрический ток, протекающий по сверхпроводнику, создает градиентное магнитное поле, которое в принципе может изменять магнитную доменную структуру граната и даже создавать магнитные доменные границы под сверхпроводником, которые, как известно, стимулируют возникновение триплетной сверхпроводимости и приводят к незначительному повышению температуры перехода [2, 5]. В частности, в работе [2] на структурах ЖИГ/Nb с плоскостной намагниченностью было получено увеличение T_c с 8.421 до 8.428 К под действием магнитного поля, управляющего положением доменной границы. В нашем случае используется слабый электрический ток, $J \sim 1.5 \times 10^3$ А/см². Такой ток создает вблизи полосок ниобия шириной 20 мкм слабое магнитное поле, которое не превышает 1 Э, т.е. меньше поля коэрцитивности граната. Теоретически, образование магнитных доменных границ под действием столь слабого поля не должно происходить даже на краях магнетика, и тем более, под структурой ниобия, расположенной вдали от краев магнетика. Тем не менее мы провели МО визуализацию при пропускании тока по ниобию и не обнаружили появления новых доменных границ. Кроме того, наблюдаемый нами эффект изменения сопротивления на два порядка сильнее, чем обусловленный влиянием доменных границ [2].

Таким образом, ни один из перечисленных выше эффектов не объясняет наблюдаемое влияние взаимной ориентации намагниченности ЖИГ и тока в сверхпроводнике на сверхпроводящий переход.

Однако в структурах феррогранат/нормальный металл (НМ) за счет спин-орбитального взаимодействия на интерфейсе наблюдаются прямой и обратный спиновые эффекты Холла. В работе [13] экспериментально изучено и проанализировано

возникновение обратного спинового эффекта Холла в структурах ЖИГ/НМ для десятка нормальных металлов, и в том числе показано, что в структурах ЖИГ/Nb спин-орбитальное взаимодействие также проявляется. По знаку эффект совпадает с таковым в Cr, Fe, Co, Ta и W, по величине слабее, чем в Pt, Ta, Cr и W, примерно в 10 раз, но в десяток раз сильнее, чем в Fe, Co, Ru, Ni и др. При этом эффект достигает максимума при толщине слоя металлов 10–30 нм, что соответствует толщине слоя ниобия в наших экспериментах. Поэтому можно предположить, что именно спин-орбитальное взаимодействие на интерфейсе ответственно за подавление T_c и за остальные проявления влияния граната на переход, в том числе за необычную зависимость T_c от направления тока [20]. Кроме того, предсказано [21–24], что нарушение симметрии на плоских поверхностях сверхпроводника, одна из которых граничит с магнетиком, а другая свободна, также может приводить к зависимости сопротивления от направления тока относительно намагниченности. Но эти эффекты должны проявляться в геометрии, когда протекающий ток перпендикулярен намагниченности, а в нашем случае эффект сильнее, когда ток течет вдоль направления намагниченности. Таким образом, опираясь на эти эффекты, также не удастся объяснить экспериментальные данные – аномальную зависимость перехода в сверхпроводящее состояние от направления тока.

Подавление T_c и уширение перехода в сверхпроводящее состояние в гибридных FM/SC структурах наблюдали и в более ранних работах [25, 26]. В [25] его связывали с возможной деградацией свойств сверхпроводника вблизи интерфейса или с прямым влиянием магнетика на сверхпроводимость. Но в этой работе ферромагнетик был металлом и могла реализовываться прямая инжекция спин-поляризованных носителей из магнетика в сверхпроводник [27]. В нашем случае в качестве магнитного подслоя выступает магнитный диэлектрик. В [26] рассматривали диффузную границу между сверхпроводником и магнетиком и было показано, что такая граница может приводить к сдвигу температуры перехода и его уширению, но при этом нет зависимости от ориентации намагниченности. В [28] в бислойных структурах сверхпроводник/спиральный антиферромагнетик предсказывается даже увеличение температуры сверхпроводящего перехода в сильном магнитном поле, но опять-таки не получена зависимость от направления тока относительно намагниченности. Таким образом, наблюдаемое нами значительное уширение и подавление перехода в сверхпроводящее состояние, скорее всего, связано с подавлением сверхпроводимости из-за спин-зависимого отражения электронов от маг-

нитной поверхности и флуктуаций фазы в обменно-наведенном магнитном поле [23, 29, 30]. Но, к сожалению, обнаруженную зависимость эффекта от направления протекающего тока относительно намагниченности объяснить не удастся. Наблюдаемый эффект ориентационно-зависящего перехода сверхпроводника имеет место в значительном температурном интервале (5–10% от начала перехода) и может быть использован в низкотемпературных устройствах, например, для обратимого переключения их сопротивления.

Авторы выражают благодарность Божко С.И. и Егорову С.В. за помощь в исследовании поверхности образцов методами атомно-силовой и сканирующей электронной микроскопии и Большинову В., Карелиной Л. и Кокотину А. за техническую помощь при проведении экспериментов.

Работа выполнена в ИФТТ РАН при частичной поддержке проектами РФФИ № 17-02-01270 и 19-02-00316 и программой Президиума Российской академии наук “Актуальные проблемы физики низких температур”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Upadhyay S.K., Palanisami A., Louie R.N., Buhrman R.A.* Probing Ferromagnets with Andreev Reflection // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 81. № 10. P. 3247–3250.
2. *Yang Z., Moshalkov V.V.* Domain wall modulated superconductivity in Nb/Y₃Fe₅O₁₂ hybrids // *J. Appl. Phys.* 2011. V. 109. № 8. P. 083908.
3. *Bobkova I.V., Bobkov A.M.* Long-range spin imbalance in mesoscopic superconductors under a Zeeman splitting // *Письма в ЖЭТФ.* 2015. Т. 101. В. 2. P. 124–130.
4. *Buzdin A.I.* Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures // *Rev. Mod. Phys.* 2005. V. 77. № 3. P. 935–976.
5. *Aladushkin A.Yu., Fritsche J., Moshalkov V.V.* Planar superconductor/ferromagnet hybrids: anisotropy of resistivity induced by magnetic templates // *Appl. Phys. Lett.* 2009. V. 94. P. 222503 (3 pp).
6. *Champel T., Eschrig M.* Switching superconductivity in superconductor/ferromagnet bilayers by multiple-domain structures // *Phys. Rev. B.* 2005. V. 71. № 22. P. 220506.
7. *Samokhvalov A.V., Shekhter R.I., Buzdin A.I.* Simulation of a singlet superconductivity in SFS weak links by spin-exchange scattering of cooper pairs // *Scientific Reports.* 2014. V. 4. P. 5671 (5 pp).
8. *Blamire M.G., Robinson J.W.A.* The interface between superconductivity and magnetism: understanding and device prospects // *J. Phys.: Condens. Matter.* 2014. V. 26. P. 453201 (13 pp).
9. *Яковлев Ю.М., Генделев С.Ф.* Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике. М: Сов. Радио, 1975 г., 360 с.
10. *Linares R.C.* Epitaxial growth of narrow linewidth yttrium iron garnet films // *J. Cryst. Growth.* 1968. V. 2. P. 443–446.
11. *Носов А.П., Дубинин С.С., Стариченко Д.В., Иванов Д.В., Кобелев А.В., Кравцов Е.А., Рябухина М.В., Антропов Н.О., Бессонов В.Д., Наумов С.В., Устинов В.В.* Особенности магнитной анизотропии тонких пленок железо-иттриевого граната, полученных методом импульсного лазерного осаждения // *ФММ.* 2018. Т. 119. В. 11. С. 1121–1126.
12. *Manchon A., Zelezny J., Jungwirth, Sinova T.J., Thiaville A., Garello K., Gambardella P.* Current-induced spin-orbit torques in ferromagnetic and antiferromagnetic systems // *Rev. Mod. Phys.* 2019. 91. P. 035004 (80 pp).
13. *Du C., Wang H., Hammel P.C., Yang F.* Y₃Fe₅O₁₂ spin pumping for quantitative understanding of pure spin transport and spin Hall effect in a broad range of materials // *J. Appl. Phys.* 2015. V. 117. P. 172603 (5 pp).
14. *Eschrig M., Cottet A., Belzig W., Linder J.* General boundary conditions for quasiclassical theory of superconductivity in the diffusive limit: Application to strongly spin-polarized systems // *New J. Phys.* 2015. V. 17. № 8. P. 083037.
15. *Quassou J.A., Pal A., Blamire M., Eschrig M., Linder J.* Triplet Cooper pairs induced in diffusive s-wave superconductors interfaced with strongly spin-polarized magnetic insulators or half-metallic ferromagnets // *Sci. Rep.* 2017. V. 7. № 1. P. 1932.
16. *Власко-Власов В.К., Дедух Л.М., Никитенко В.И.* Доменная структура монокристаллов иттрий-железистого граната // *ЖЭТФ.* 1976. Т. 71. В.12. С. 2291–2304.
17. *Xiong Y.M., Stadler S., Adams P.W., Gatelani G.* Spin-resolved tunneling studies of the exchange field in EuS/Al bilayers // *Phys. Rev. Lett.* 2011. V. 106. P. 247001.
18. *Liu T.J., Prestigiacomo J.C., Adams P.W.* Electrostatic Tuning of the Proximity-Induced Exchange Field in EuS/Al Bilayers // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 111. P. 027207.
19. *Vasenko A.S., Kawabata S., Ozaeto A., Golubov A.A., Stolyarov V.S., Bergeret F.S., Hekking F.W.J.* Detection of small exchange fields in S/F structures // *J. Magn. Mater.* 2015. V. 383. № 6. P. 175–179.
20. *Bobkova I.V., Barash Yu.S.* Effects of spin-orbit interaction on superconductor-ferromagnet heterostructures: spontaneous electric and spin surface currents // *Письма в ЖЭТФ.* 2004. Т. 80. В. 7. С. 563–568.
21. *Edelstein V.M.* Spin polarization of conduction electrons induced by electrical current in two dimensional asymmetric electron systems // *Solid State Comm.* 1990. V. 73. P. 233–235.
22. *Edelstein V.M.* The Ginzburg-Landau equation for superconductors of polar symmetry // *J. Phys.: Condens. Mat.* 1996. V. 8. P. 339–349.
23. *Прошин Ю.Н., Хусаинов М.Г.* О проявлениях состояния Ларкина–Овчинникова–Фульде–Феррелла в биметаллических структурах ферромагнетик-сверхпроводник // *Письма в ЖЭТФ.* 1997. Т. 66. В. 8. С. 527–532.

24. *Edelstein V.M.* Magneto-optical signature of broken mirror symmetry of two-dimensional conductors // Письма в ЖЭТФ. 2015. Т. 102. В. 11. С. 853–858.
25. *Vas'ko V.A., Larkin V.A., Kraus P.A., Nikolaev K.R., Grupp D.E., Nordman C.A. and Goldman A.M.* Critical Current Suppression in a Superconductor by Injection of Spin-Polarized Carriers from a Ferromagnet // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. B. 6. P. 1134–1137.
26. *Cottet A.* Spectroscopy and critical temperature of diffusive superconducting/ferromagnetic hybrid structures with spin-active interfaces // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. P. 224505 (11 pp).
27. *Bobkov A.M., Bobkova I.V.* Enhancing of the in-plane FFLO-state critical temperature in heterostructures by the orbital effect of the magnetic field // Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 99. В. 6. С. 382–388.
28. *Пугач Н.Г., Сафончик М.О.* Увеличение критической температуры сверхпроводящего перехода гибридной структуры при намагничивании спиральных антиферромагнетиков // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 107. В. 5. С. 320–324.
29. *Fulde P., Ferrell R.* Superconductivity in a Strong Spin-Exchange Field // Phys. Rev. 1964. V. 135. № 3A. P. A550–A563.
30. *Ларкин А.И., Овчинников Ю.Н.* Неоднородное состояние сверхпроводников // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. В. 3. С. 1136–1146.