

Изменение знака магнеторезистивного эффекта в бислойных структурах сверхпроводник/ферромагнетик при смене типа доменной структуры в ферромагнетике

А. Ю. Русанов¹⁾, Т. Е. Голикова, С. В. Егоров

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 9 января 2008 г.

Исследованы магнеторезистивные эффекты в двухслойных и трехслойных гибридных планарных S/F структурах на основе Ru (пермаллой) и Nb вблизи температуры сверхпроводящего перехода T_C . Экспериментально показано, что изменение знака наблюдаемых пиков магнетосопротивления в двухслойных S/F-системах с отрицательного на положительный происходит при толщине пермаллового слоя, соответствующей смене типа доменных границ от неелевского к блоховскому. В случае неелевских границ при коэрцитивных полях ферромагнетика в S/F-бислоях наблюдается эффект отрицательного магнетосопротивления, связанный с уменьшением распаривающего действия обменного поля E_{ex} . Для блоховских доменных границ магнетосопротивление двухслойных S/F-структур определяется диссипативным движением абрикосовских вихрей в сверхпроводящем слое. В трехслойных F/S/F-структурах магнетосопротивление, в основном, связано с подавлением сверхпроводящего параметра порядка в сверхпроводящем слое под действием аккумуляции спин-поляризованных носителей вблизи S/F-границ.

PACS: 74.78.Fk, 75.47.Pq, 75.70.Cn

Интерес к гибридным многослойным структурам с ферромагнитными (F) слоями непрерывно возрастает с момента открытия эффекта гигантского магнетосопротивления в многослойных F/N-системах (N – нормальный металл) [1, 2]. Теоретические и экспериментальные исследования этого феномена привели к созданию высокоэффективных запоминающих устройств, как перспективных, так и используемых в современной вычислительной технике [3, 4]. В последнее время большой интерес вызывают также многослойные системы, в которых вместо нормального металла используется сверхпроводник (гибридные S/F-структуры). За прошедшее десятилетие в подобных структурах были теоретически предсказаны и наблюдались экспериментально эффект спинового клапана (в F/S/F-структурах) [5–7], джозефсоновский S/F/S π -контакт [8, 9], спонтанная вихревая фаза в S/F-бислоях [10, 11], эффект “обратного спинового клапана” [12, 13]. Несмотря на активные исследования S/F-структур, остается множество нерешенных фундаментальных проблем. В частности, не до конца исследовано влияние различных типов ферромагнитной доменной структуры F-слоев на сверхпроводящий слой. Практически не существует экспериментальных работ по изучению поведения S/F-структур с сильным ферромаг-

нетиком в неравновесном состоянии. Последнее интересно в связи с возможными магнеторезистивными эффектами, обусловленными аккумуляцией спин-поляризованных носителей вблизи S/F-границ [14].

К настоящему моменту известно, по крайней мере, два различных типа влияния доменной структуры ферромагнетика на сверхпроводящие слои, которые приводят к возникновению магнеторезистивных эффектов разного знака в области сверхпроводящего перехода S/F-структур. С одной стороны, вблизи доменных границ должно наблюдаться локальное усиление сверхпроводимости в S-слое, связанное с эффективным уменьшением влияния обменного поля E_{ex} на куперовские пары в области неоднородной намагниченности [15]. С другой стороны, присутствие рассеянных полей и связанной с ними спонтанной вихревой фазы [10] должно приводить к возникновению дополнительной резистивности. Понятно, что эффект первого типа должен наблюдаться преимущественно в случае, когда намагниченность при переходе от одного домена к другому вращается в плоскости F-слоя, то есть имеют место доменные стенки неелевского типа, тогда как эффекты второго типа существенны в случае доменных стенок блоховского типа, вблизи которых возникает сильная компонента рассеянного поля, перпендикулярная плоскости F-слоя [11]. В представленной работе были исследованы тонкопленочные планарные двух-

¹⁾e-mil: rusanov@issp.ac.ru

слоистые S/F-системы. В качестве ферромагнетика использовались слои пермаллоя (Py), тип доменных границ в которых меняется при изменении толщины: при толщинах Py-пленок менее $d_F \approx 30$ нм имеет место ферромагнитная доменная структура неелевского типа, а при больших толщинах происходит переход доменной структуры к блоховскому типу [16]. Наряду с указанными исследованиями изменения знака магнеторезистивного эффекта в бислоистых S/F-структурах, связанными со сменой типа доменной структуры в ферромагнетике, целью работы являлась также систематизация магнеторезистивных эффектов, возникающих вблизи сверхпроводящего перехода в двухслойных S/F- и трехслойных F/S/F-системах и связанных как с влиянием доменной структуры ферромагнетика, так и с подавлением сверхпроводящего параметра порядка в S-слое спинполяризованными электронами, инжектированными из ферромагнетика [12, 17–19].

Для транспортных экспериментов были изготовлены две основные серии образцов, состоящих из двухслойных Py/Nb- и трехслойных Py/Nb/Pu мостиковых структур. В качестве подложек во всех случаях был использован Si(100), в качестве ферромагнетика, как было указано выше, применялся $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ (Py, пермаллой), а сверхпроводником служили слои Nb с толщинами 20 и 15 нм для бислоев и трехслоев соответственно. Толщина слоев контролировалась с помощью атомно-силовой микроскопии. Температура сверхпроводящего перехода T_C таких структур была меньше температуры одиночных пленок Nb той же толщины вследствие эффекта близости и варьировалась при незначительном изменении толщины слоя ниобия в диапазоне от 3 до 7 К. Слои Nb и Py изготовлялись с помощью магнетронного распыления в разряде постоянного тока и высокочастотного диодного распыления, соответственно, в едином вакуумном цикле. Остаточный вакуум в системе был не хуже $3 \cdot 10^{-7}$ мбар, рабочее давление Ar составляло $6 \cdot 10^{-3}$ мбар. Геометрия экспериментальных образцов (показана на рис.1а) формировалась методами жидкостного травления и взрывной литографии. Типичная ширина мостика составляла $w \approx 2$ мкм. Осаждение слоев Py осуществлялось в постоянном внешнем магнитном поле порядка 30 Э, что было необходимо для формирования определенной магнитной анизотропии образцов (рис.1б). Мостики для резистивных измерений изготавливались так, что их ось была параллельна легкой оси намагничивания F-слоя, как показано на рис.1а. Типичный сверхпроводящий переход двухслойной Py/Nb структуры изображен на рис.2. Измерения зависимости сопротивления

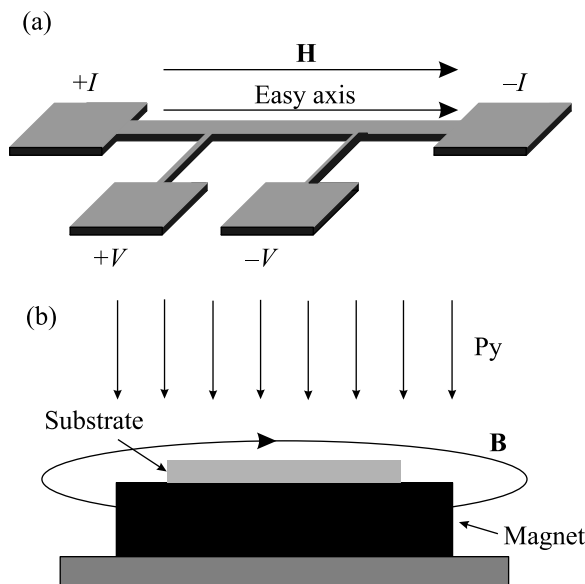


Рис.1. (а) Геометрия экспериментальных образцов. Транспортный ток вводился через подводы $+I$ и $-I$, напряжение измерялось на потенциальных контактах $+V$ и $-V$ соответственно. (б) Схема осаждения слоев Py во внешнем магнитном поле

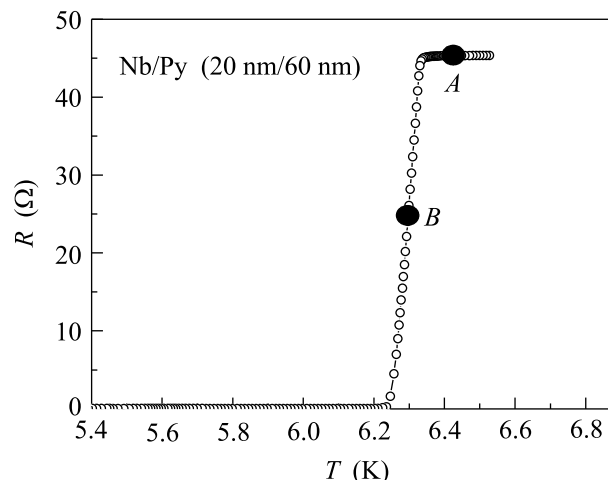


Рис.2. Переход двухслойной структуры Nb/Pu из сверхпроводящего в нормальное состояние. Толщина слоев Nb и Py $d_S = 20$ нм и $d_F = 60$ нм соответственно. Критическая температура сверхпроводящего перехода $T_C = 6.33$ К. Точками A и B на кривой отмечены типичные температурные области, в которых проводились измерения зависимостей $R(H)$

ния R от внешнего магнитного поля H проводились в двух областях перехода: немного выше (на 1–3 К) критической температуры сверхпроводящего перехода T_C и непосредственно на переходе из резистивного состояния в сверхпроводящее, как условно отмечено на рис.2 точками A и B. Внешнее магнитное поле

разворачивалось параллельно (рис.1а) оси мостика в плоскости пленки следующим образом: вначале ферромагнитный слой образца намагничивался до насыщения ($H \approx 2$ Тл) в области положительных полей. Далее поле начинало уменьшаться с шагом 50 Э до значения $H \approx 200$ Э, после чего шаг уменьшался до значения $H = 20$ Э. В интервале $H = 20-0$ Э шаг развертки поля составлял 2 Э (прямой ход). Обратная развертка поля (обратный ход) осуществлялась аналогично тому, как это делалось в области положительных полей. Для магнетотранспортных измерений использовались двухслойные S/F-структуры с толщиной Py 20 или 60 нм, имеющих неелевский и блоховский тип доменных границ, соответственно [16]. Выше T_C магнеторезистивные эффекты в многослойных S/F-системах малы и составляют менее 0.3% для любого типа доменной структуры. Они обусловлены эффектом анизотропного магнетосопротивления (АМС) [20, 21] и проявляются на зависимости $R(H)$ в виде узких отрицательных пиков в области коэрцитивных полей F-слоя, как показано на рис.3.

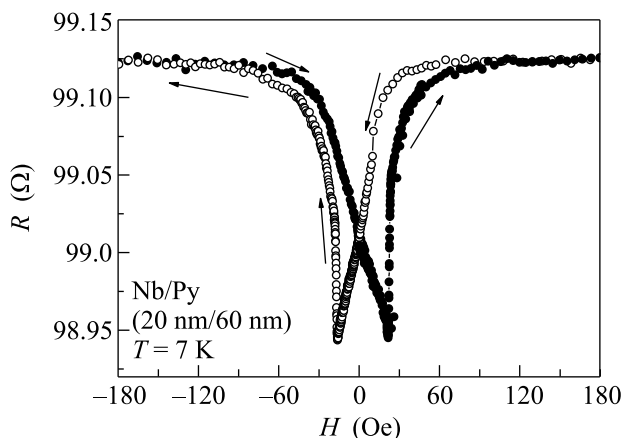


Рис.3. Зависимость сопротивления R двухслойных структур Nb/Pu (20 нм/60 нм) от внешнего магнитного поля H , приложенного вдоль оси мостика выше критической температуры ($T_C = 6.5$ К). Стрелками указано направление развертки магнитного поля

Основной результат работы представлен на рис.4 и рис.5, которые демонстрируют магнеторезистивные пики разного знака, наблюдаемые на сверхпроводящем переходе (точка B на рис.2) для Nb/Pu с толщинами Py-слоев d_F , соответственно, менее и более 30 нм. В обоих случаях, как для $d_F > 30$ нм, так и для $d_F < 30$ нм, относительная величина эффекта была существенно больше, чем при температурах выше T_C , и она не может быть объяснена эффектом анизотропного магнетосопротивления. Положение пиков, по нашему мнению, также определяется коэрцитив-

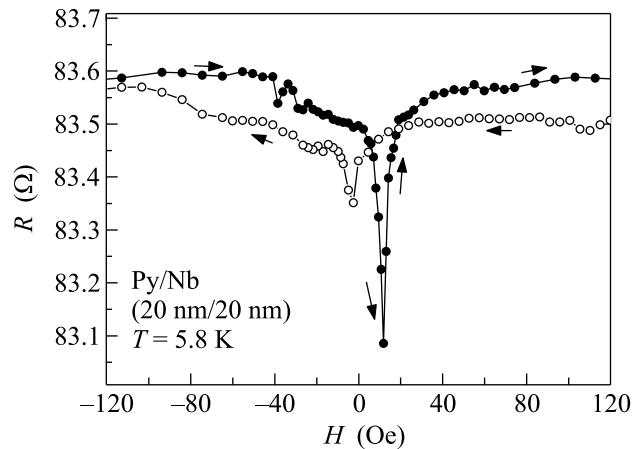


Рис.4. Зависимость сопротивления R двухслойных структур Nb/Pu (20 нм/20 нм) от внешнего магнитного поля H вдоль транспортного мостика при температуре ниже критической ($T_C = 6.1$ К)

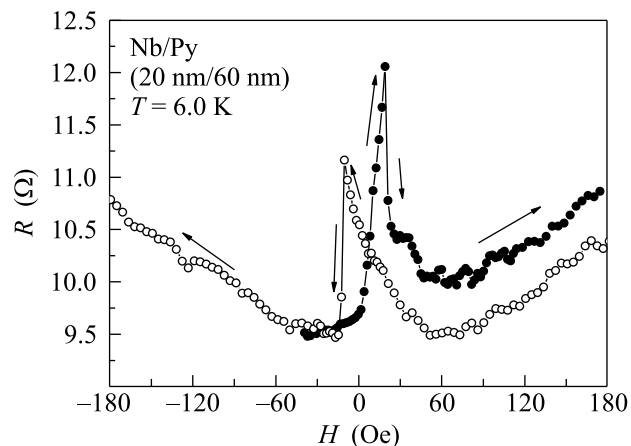


Рис.5. Зависимость сопротивления R двухслойных структур Nb/Pu (20 нм/60 нм) от внешнего магнитного поля H при температуре ниже критической ($T = 6.5$ К)

ными полями H_{coer} F-слоев, которые в сверхпроводящем состоянии несколько ниже, чем в нормальном. Это, по-видимому, связано с перестройкой доменной структуры ферромагнетика в присутствии экранирующего сверхпроводящего слоя [22].

Как было отмечено выше, эффект сильного увеличения негативных магнеторезистивных пиков ниже T_C в двухслойных структурах Nb/Pu с толщинами Py $d_F \approx 20$ нм скорее всего связан с реализацией локального усиления сверхпроводимости вблизи доменных стенок ферромагнетика [15]. Вблизи доменных стенок ферромагнетика сверхпроводящий параметр порядка $\Delta(x)$ в S-слое имеет локальные максимумы, что, в свою очередь, приводит к увеличению T_C бислоя, главным образом в области коэрцитивных по-

лей, где количество доменных границ максимально. Подробный микроскопический расчет обсуждаемого эффекта для случая неелевских доменных стенок в Ру при толщинах слоев менее 30 нм произведен в работе [15], который подтверждает вывод о том, что для S/F-бислоя с многодоменным состоянием ферромагнетика T_C может быть заметно выше, по сравнению со случаем отсутствия доменных стенок (однодоменный ферромагнетик).

В двухслойных структурах Nb/Ru с толщинами $d_F = 60$ нм, в которых надежно реализуется блоховский тип доменных границ, возможный эффект усиления сверхпроводимости полностью маскирован положительными магнеторезистивными эффектами. Эти эффекты связаны с движением спонтанной вихревой фазы, возникающей из-за присутствия полей рассеяния, которые имеют сильную перпендикулярную компоненту и полностью пронизывают тонкие сверхпроводящие слои Nb. (Величина перпендикулярной компоненты в доменных стенках неелевского типа довольно незначительна [23].) Рассеянное поле, входящее в сверхпроводник из блоховской доменной стенки Ru толщиной 60 нм, составляет ~ 120 Э [23], что заметно выше величины первого критического поля H_{C1} тонкого ниобиевого слоя вблизи сверхпроводящего перехода. Действительно, при $T = 0$ значение первого критического поля сверхпроводника дается выражением $H_{C1} = [\ln(\kappa) + 0.5] \Phi_0 / 4\pi\lambda_{\perp}^2$, где κ – параметр Гинзбурга–Ландау, Φ_0 – квант магнитного потока, а λ_{\perp} – глубина проникновения перпендикулярного магнитного поля в тонкий S-слой. Полагая для Nb толщиной 20 нм $\kappa \approx 10$ и оценивая “пирловскую” глубину проникновения для слоев Nb с $d_S = 20$ нм, $\lambda_{\perp} = \lambda_b^2 / d_F \approx 125$ нм, при массивной глубине проникновения для Nb $\lambda_b \approx 50$ нм, получаем $H_{C1}(0) \approx 290$ Э для $T = 0$. Близко к T_C $H_{C1}(T) \sim H_{C1}(0)(1-t)^2 \approx 2.9$ Э, $t = T/T_C \approx 0.9$, что намного меньше перпендикулярной компоненты полей рассеяния. Таким образом, блоховские стенки могут служить центрами образования абрикосовских вихрей, движение которых под действием тока диссипативно и проявляется в положительных резистивных пиках на зависимости $R(H)$ в области сверхпроводящего перехода. Подобная ситуация была рассмотрена для двухслойных структур Nb/CuNi в работе [11]. Оценка магнеторезистивного вклада для Nb/Ru двухслоек в области коэрцитивных полей может быть полуколичественно сделана на основе выражения Бардина–Стефена для сопротивления течения магнитного потока $\rho_{ff} = \rho_n(H_{str}/H_{C2})$, где ρ_{ff} и ρ_n – удельное сопротивление течения магнитного потока и нормальное удельное сопротивление ниобиевого слоя, соот-

ветственно, H_{str} – средняя величина полей рассеяния, H_{C2} – второе критическое поле Nb. Делая оценку для $H_{C2} = \Phi_0 / 2\pi\xi^2 \approx 23$ кЭ при $T = 0$ и учитывая, что вблизи T_C $H_{C2}(T) \sim H_{C2}(0)(1-t)$, получаем $H_{C2} \approx 2300$ Э при $t = 0.9$ ($\xi = 12$ нм [24]). Используя величины $H_{str} \approx 80$ Э [23], $\rho_n \approx 7$ мкОм·см [25], находим $\rho_{ff} \approx 0.2$ мкОм·см. Исходя из ширины доменной стенки порядка 500 нм [26], получаем, что совокупная длина доменных границ при данной температуре, вдоль которых движутся абрикосовские вихри, составляет около 8 мкм, то есть несколько ширин мостика ($w = 2$ мкм). Это соответствует перемагничиванию ферромагнитного слоя вдоль легкой оси путем движения одной зигзагообразной доменной границы, что вполне разумно для Ru с перпендикулярной магнитной анизотропией. Нами также были проведены магнетотранспортные измерения трехслойных структур Ru/Nb/Ru. Типичная зависимость $R(H)$ для структуры Ru/Nb/Ru (60 нм/15 нм/20 нм), измеренная на сверхпроводящем переходе, показана на рис.6. Важным экспериментальным фактом явля-

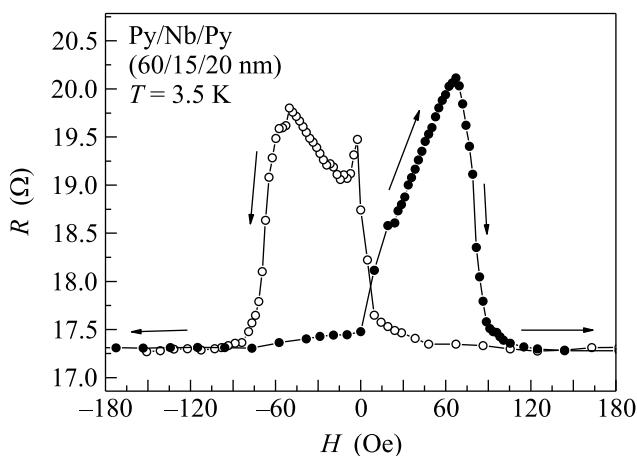


Рис.6. Зависимость сопротивления R трехслойных структур Ru/Nb/Ru (60 нм/15 нм/20 нм) от внешнего магнитного поля H ниже критической температуры ($T_C = 5$ К)

ется то, что положительные пики магнетосопротивления в области сверхпроводящего перехода возникают и в случае, когда толщина обоих слоев Ru меньше 30 нм, что заставляет предполагать еще один механизм возникновения положительного магнетосопротивления. В работах [27–29] подобный эффект объяснялся подавлением сверхпроводимости в S-слоях рассеянным полем из доменных стенок F-слоев. Однако простые оценки величины критических полей H_{C2} для Nb, произведенные выше, заставляют усомниться в возможной роли полей рассеяния ферромагнети-

ка в эффекте положительного магнетосопротивления в F/S/F системах вблизи T_C . Наиболее правдоподобным является объяснение, основанное на эффекте так называемого обратного спинового переключателя, который наблюдался ранее в различных F/S/F-системах [12, 13, 30, 31] и связан с подавлением сверхпроводящего параметра порядка $\Delta(x)$ в S-слое за счет аккумуляции спин-поляризованных носителей вблизи S/F-границ раздела [14], происходящей в случае антипараллельной ориентации намагниченностей F-слоев. На первый взгляд, наблюдаемая зависимость $R(H)$ на сверхпроводящем переходе (рис.6) схожа с ситуацией для двухслойных образцов Nb/Pu с толщиной Pu более 30 нм, однако пики заметно уширены и, начинаясь вблизи коэрцитивных полей более толстого слоя Pu, простираются вплоть до $H \approx 80$ Э. Измерения зависимости $R(H)$ выше T_C (рис.7) позволяют понять происхождение внешней полевой

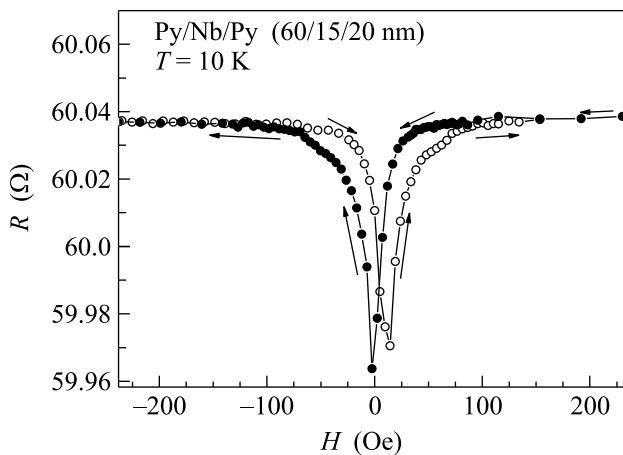


Рис.7. Зависимость сопротивления R трехслойных структур Pu/Nb/Pu (60 нм/15 нм/20 нм) от внешнего магнитного поля H при температуре выше критической ($T_C = 5$ К)

границы уширенных пиков. На рис.7 можно видеть, что помимо резких отчетливых минимумов вблизи $H = 0$ наблюдается некоторый вклад в АМС при полях $H = \pm 60-70$ Э, очевидно связанный с коэрцитивным полем более тонкого слоя Pu. Из-за разницы сопротивлений тонкого и толстого Pu-слоев вклад тонкого в общее сопротивление менее заметен. Таким образом, полевой интервал положительных пиков магнетосопротивления, наблюдаемых на сверхпроводящем переходе (рис.6), соответствует противоположному направлению намагниченностей F-слоев. Разная величина $H_{\text{соер}}$ для слоев Pu с толщинами 30 и 60 нм в подобной трехслойке Pu/Nb/Pu обусловлена различной шероховатостью поверхностей роста нижнего (на

Si подложке) и верхнего (на Nb) слоев, что подтверждено магнитными измерениями в работе [13].

Физическую картину возникновения пиков магнетосопротивления, обусловленных спиновой аккумуляцией, можно представить следующим образом. При антипараллельной намагниченности слоев Pu спин-поляризованные электроны, не испытавшие андреевское отражение на S/F-границе, проникают в S-область, и в случае, если толщина S-слоя меньше длины спиновой диффузии, достигают второго F-слоя, но не могут проникнуть в него вследствие обращенности обменно-расщепленных спиновых подзон в F-слоях. Избыток того или иного знака спина вблизи S/F-границ приводит к подавлению параметра порядка $\Delta(x)$ в сверхпроводнике и увеличению сопротивления на зависимости $R(H)$ [32]. В целом, аккумуляция спин-поляризованных квазичастиц невелика вследствие конечной спиновой поляризации Pu (45%) и должна зависеть от величины транспортного тока, обеспечивающего стационарную величину спиновой поляризации вблизи S/F-границ, которая соответствует балансу процессов спиновой диффузии и процессов с переворотом спина. В соответствии с [33] длина спиновой диффузии в сверхпроводящем Nb вблизи T_C заметно превышает 15 нм, что и обуславливает доминирование механизма спиновой аккумуляции в трехслойных образцах. Чтобы дополнительно проверить справедливость этого объяснения, нами были измерены зависимости $R(H)$ при разных величинах транспортного тока I_{tr} (10 мкА и 50 мкА), (рис.8). Хорошо видно, что в области антипараллель-

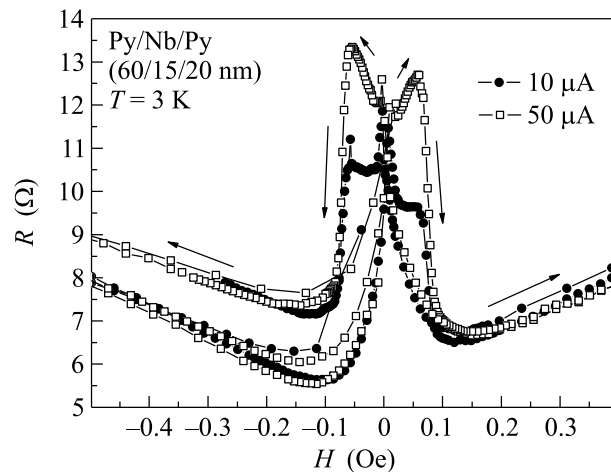


Рис.8. Зависимость сопротивления R трехслойных структур Pu/Nb/Pu (60 нм/15 нм/20 нм) от внешнего магнитного поля H ниже критической температуры при двух величинах транспортного тока $I_{tr} = 10$ мкА, 5 мкА ($T_C = 5$ К)

ного направления намагниченностей F-слоев магнетосопротивление тем больше, чем больше транспортный ток, поставляющий спин-поляризованные носители к S/F-границам. Для количественного описания эффекта спиновой аккумуляции в гибридных S/F-структурах требуются дополнительные исследования процессов релаксации спин-поляризованных квазичастиц в сверхпроводнике.

Таким образом в работе исследованы магнеторезистивные эффекты в двухслойных и трехслойных гибридных планарных S/F-структурах на основе Ru и Nb вблизи температуры сверхпроводящего перехода T_C . Было обнаружено, что в двухслойных S/F-структурах знак пиков магнетосопротивления изменяется с отрицательного на положительный при увеличении толщины пермаллового слоя выше 30 нм. Это связано со сменой механизма влияния доменной структуры ферромагнетика на сверхпроводник при этой толщине в связи с изменением типа доменной структуры с неелевской на блоховскую в пермалловых слоях. В случае ферромагнитных слоев с толщинами менее 30 нм доминирующую роль играет эффект отрицательного магнетосопротивления, связанный с уменьшением распаривающего действия обменного поля E_{ex} на S/F-границе вблизи доменных стенок неелевского типа. При толщинах ферромагнетика более 30 нм основным вкладом в магнетосопротивление является резистивное течение спонтанной вихревой фазы, возникающей в сверхпроводнике вследствие рассеянных магнитных полей из доменных стенок блоховского типа. В трехслойных F/S/F-структурах знак магнетосопротивления положителен независимо от толщин ферромагнитных слоев при толщинах сверхпроводящего слоя менее длины спиновой диффузии в нем. Это связано с подавлением сверхпроводящего параметра порядка в S-слое за счет аккумуляции спин-поляризованных носителей вблизи S/F-границ. Авторы благодарны В.В. Рязанову за полезные обсуждения, Н.С. Степакову и А.С. Прокофьеву за помощь в проведении эксперимента. Работа выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований # 07-02-01026, # 06-02-72025 и гранта # ОФН-5 Российской академии наук "Новые материалы и структуры".

1. P. Grunberg et al., Phys. Rev. Lett. **57**, 2442 (1986).
2. M. N. Babich et al., Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).
3. A. Barthelémy et al., J. of Magnetism and Magnetic Mater. **242**, 68 (2002).
4. S. S. P. Parkin, K. P. Roche, M. G. Samant et al., J. Appl. Phys. **85**, 5828 (1999).

5. A. I. Buzdin, A. V. Vegyayev, and N. V. Ryzhanova, Europhys. Lett. **48**, 686 (1999).
6. L. R. Tagirov, Phys. Rev. Lett. **83**, 2058 (1999).
7. J. Y. Gu, C. Y. You, J. S. Jiang et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 267001 (2002).
8. V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. Yu. Rusanov et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 2427 (2001).
9. A. I. Buzdin, Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).
10. E. B. Sonin, Phys. Rev. B **66**, 100504 (2002).
11. В. В. Рязанов, В. А. Обознов, А. С. Прокофьев, С. В. Дубонос, Письма в ЖЭТФ **77**, 43 (2003).
12. V. Peña et al., Phys. Rev. Lett. **94**, 57002 (2005).
13. A. Yu. Rusanov, S. Habraken, and J. Aarts, Phys. Rev. B **73**, 060505(R) (2006).
14. F. J. Jedema, A. T. Filip, and B. J. van Wees, Nature **410**, 345 (2001).
15. T. Champel and M. Eschrig, Phys. Rev. B **71**, 220506, (2005).
16. T. Trunk et al., J. Appl. Phys. **89**, 7606 (2001).
17. A. Yu. Rusanov, M. Hesselberth, and J. Aarts, Phys. Rev. Lett. **93**, 057002 (2004).
18. J. Aarts and A. Yu. Rusanov, C. R. Physique **7**, 99 (2006).
19. R. Steiner and P. Ziemann, Phys. Rev. B **74**, 094504 (2006).
20. R. O'Handley, *Modern Magnetic Materials*, Wiley & Sons, New York, 2000.
21. Th. G. S. M. Rijks, R. Coehoorn, M. J. M. de Jong, and W. J. M. de Jonge, Phys. Rev. B **51**, 283 (1995).
22. L. N. Bulaevskii and E. M. Chudnovsky, Phys. Rev. B **63**, 012502 (2001).
23. M. Redjail, J. H. Giusti, M. F. Ruane, and F. B. Humphrey, IEEE Trans Magn. **39**, 2684 (2003).
24. Величина $\xi_{GL}(0)$ была определена из результатов измерений второго критического поля H_{C2} для отдельных пленок Nb.
25. A. Yu. Rusanov, M. B. S. Hesselberth, and J. Aarts, Phys. Rev. B **70**, 024510 (2004).
26. M. R. Scheinfein et al., Phys. Rev. B **43**, 3395 (1991).
27. D. Stamopoulos, E. Manios, and M. Pissas, Phys. Rev. B **75**, 184504 (2007).
28. D. Stamopoulos, E. Manios, and M. Pissas, Phys. Rev. B **75**, 014501 (2007).
29. R. Steiner and P. Ziemann, Phys. Rev. B **74**, 094504 (2006).
30. A. Singh et al., Appl. Phys. Lett. **91**, 152504 (2007).
31. G.-X. Miao, K. S. Yoon, T. S. Santos, and J. S. Moodera, PRL **98**, 267001 (2007).
32. V. A. Vas'ko et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 1134 (1997).
33. J. Y. Gu, J. A. Caballero, R. D. Slater et al., Phys. Rev. B **66**, 140507 (2002).