

Магнитные переключатели на основе джозефсоновских переходов Nb–PdFe–Nb с магнитомягкой ферромагнитной прослойкой

В. В. Больгинов⁺¹⁾, В. С. Столяров⁺, Д. С. Собанин⁺, А. Л. Карпович⁺, В. В. Рязанов^{+*}

⁺Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

*ООО "ИнКубит", 109004 Москва, Россия

Поступила в редакцию 17 февраля 2012 г.

Исследованы характеристики джозефсоновских переходов с барьером из слабоферромагнитного сплава PdFe с содержанием железа около 1 ат.%. Показано, что в требуемом диапазоне толщин 30–50 нм использованный сплав является слабым ферромагнетиком с температурой Кюри 10–15 К. Продемонстрировано влияние доменной структуры и магнитной предыстории ферромагнитного барьера на критический ток перехода и вид джозефсоновских характеристик. Предложено практическое использование таких переходов в качестве магнитных переключателей.

В последние годы активно исследуются джозефсоновские переходы с ферромагнитной прослойкой (переходы сверхпроводник–ферромагнетик–сверхпроводник, SFS-контакты) [1–21]. Основным интересом вызывает наличие пространственных осцилляций сверхпроводящей волновой функции Ψ , наведенной в ферромагнетике за счет эффекта близости [1], и возможность реализации π -состояния [2, 3], характеризующегося инверсным джозефсоновским ток-фазовым соотношением вида $I = -|I_c| \sin \varphi$. Переход SFS-контакта в π -состояние был экспериментально продемонстрирован в работах [4–7] путем наблюдения аномальных возвратных зависимостей критической плотности тока j_c от толщины ферромагнетика d_F и температуры T , а также при помощи фазово-чувствительных экспериментов [9–11]. В этих работах в качестве ферромагнитной прослойки использовались слабоферромагнитные сплавы CuNi и PdNi, в которых период пространственных осцилляций $\Psi(\mathbf{r})$ (уменьшающийся с возрастанием обменного поля) достаточно велик (порядка 5–10 нм). Это позволило измерить зависимость $j_c(d_F)$ с достаточной степенью детализации и подтвердить факт $0-\pi$ -перехода путем наблюдения аномальных зависимостей $j_c(d_F)$, $j_c(T)$. При использовании сильных ферромагнетиков, таких, как Fe, Ni, Ru, период осцилляций слабо отличается от 1 нм [12–15] и обнаружение $0-\pi$ -перехода затруднительно.

Для реализации новых элементов криоэлектроники, инверторов сверхпроводящей фазы, на основе π -состояния SFS-контактов [16, 17] важны стабильность доменной структуры F-слоя и ее устойчивость к воздействию слабых магнитных полей и

токов через контакт. В настоящей работе мы представляем экспериментальные исследования характеристик SFS-контактов с нестабильным магнитомягким ферромагнитным барьером. Отличительными свойствами ферромагнитных материалов являются наличие доменной структуры и магнитный гистерезис, т.е. неоднозначная зависимость магнитной индукции \mathbf{B} и намагниченности \mathbf{M} от напряженности внешнего магнитного поля \mathbf{H} . В случае джозефсоновских SFS-контактов неоднородная намагниченность F-слоя должна искажать зависимость $I_c(H)$ критического тока контакта от внешнего магнитного поля, а гистерезисный характер петли намагничивания должен сделать эту зависимость неоднозначной. В предыдущих работах, посвященных исследованию SFS-структур, эти эффекты либо не наблюдались, либо не исследовались. Так, в работах [4–7] зависимости $I_c(H)$ для всех образцов были однозначными и имели стандартную фраунгоферову форму. Это свидетельствовало о том, что доменная структура ферромагнитной прослойки являлась достаточно мелкомасштабной и ее магнитные поля полностью усреднялись на масштабе F-слоя. Более того, намагниченность доменов в использованных в этих работах сплавах CuNi и PdNi была направлена перпендикулярно плоскости образца [18], что приводило к большим коэрцитивным полям. В работе [19] впервые наблюдался сдвиг зависимости $I_c(H)$ для переходов Nb–CuNi–Nb, вызванный остаточной намагниченностью прослойки. Влияние магнитного гистерезиса и доменной структуры отмечалось также в работах [14, 15, 20, 21] при исследовании джозефсоновских переходов на основе магнитомягких ферромагнетиков. В настоящей работе, используя SFS-контакты с прослойкой из магнитомягкого слабоферромагнит-

¹⁾ e-mail: bolg@issp.ac.ru

ного материала, мы подробно исследуем упомянутые выше эффекты и предлагаем практическое применение таких SFS-контактов в качестве магнитных переключателей.

Исследовались SFS-контакты с прослойкой из слабоферромагнитного сплава $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$. Как известно, палладий (как и платина) является почти ферромагнитным материалом, поскольку его электронные характеристики очень близки к стонеровскому критерию ферромагнетизма [22]. Поэтому добавление даже очень малого количества магнитных примесей (в данном случае около 1% железа) делает эти материалы ферромагнитными [23]. Для характеристики магнитных свойств пленок PdFe, полученных методом ВЧ-распыления в аргоновой плазме, мы провели измерения эффекта Холла в пленках разной толщины. На левой вставке к рис. 1 приведена типичная

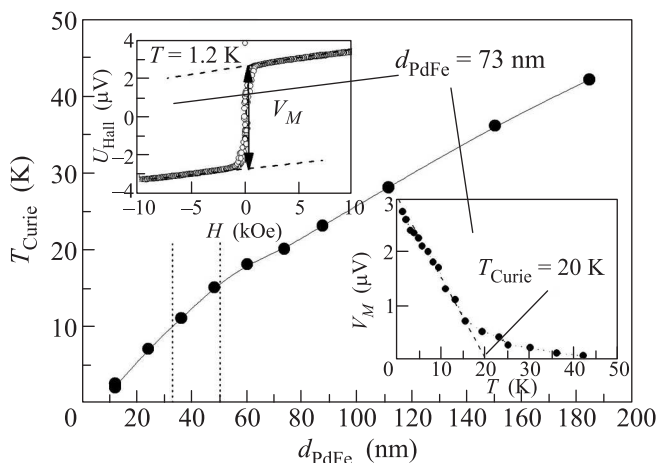


Рис.1. Зависимость температуры Кюри от толщины ферромагнитной пленки $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$. На вставках показаны типичная холловская кривая и характерная температурная зависимость холловского напряжения, а также проиллюстрированы способы определения величин V_M и T_{Curie}

экспериментальная кривая. Видно, что она имеет необратимую S-образную форму, причем ширина петли гистерезиса очень мала. Для каждой такой кривой мы определяли величину V_M , которая пропорциональна намагниченности насыщения [24]. Далее для каждого образца строилась зависимость V_M от температуры и определялась температура Кюри путем экстраполяции к нулю части кривой $V_M(T)$, обладающей максимальной производной (см. правую вставку к рис. 1). На рис. 1 приведены типичная зависимость $V_M(T)$, а также зависимость температуры Кюри от толщины ферромагнетика. Видно, что магнитные свойства сильно зависят от температуры и толщи-

ны пленок PdFe, в отличие от случая пленок CuNi, использованных в работах [4, 7, 18]. В исследованных в настоящей работе контактах Nb– $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ –Nb толщина ферромагнетика варьировалась в пределах 30–50 нм, при этом температура Кюри изменялась в интервале 10–15 К, т.е. была близка к критической температуре ниобиевых сверхпроводящих берегов контактов.

Изготовление SFS-структур производилось с помощью следующей технологии (рис. 2а). На первом

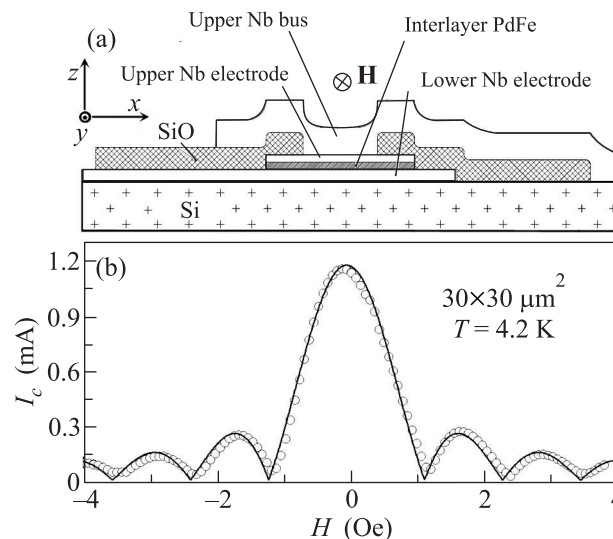


Рис. 2. (а) – Поперечное сечение джозефсоновского перехода Nb–PdFe–Nb. (б) – Зависимость критического тока от внешнего магнитного поля для контрольного перехода Nb–CuAl–Nb, изготовленного по той же технологии. Сплошной линией показана аппроксимация экспериментальной кривой фраунгоферовой зависимостью (1)

этапе в едином вакуумном цикле осаждалась трехслойная заготовка Nb–PdFe–Nb. Осаждение производилось в аргоновой плазме, причем ниобий осаждался с использованием dc-магнетрона, а для осаждения магнитных слоев PdFe использовался метод ВЧ-распыления. Толщина слоев ниобия составляла 150 нм, толщина PdFe-слоев варьировалась от 30 до 50 нм. Далее при помощи фотолитографии, а также последующего плазмохимического травления ниобия и ионного травления PdFe в атмосфере аргона производилось формирование джозефсоновского перехода (мезы). Меза имела форму квадрата с размером стороны от 10 до 80 мкм. Затем изготавливалась нижняя сверхпроводящая шина при помощи фотолитографии и химического травления в смеси азотной и плавиковой кислот. Далее посредством термического осаждения оксида кремния (SiO) и взрывной фотолитогра-

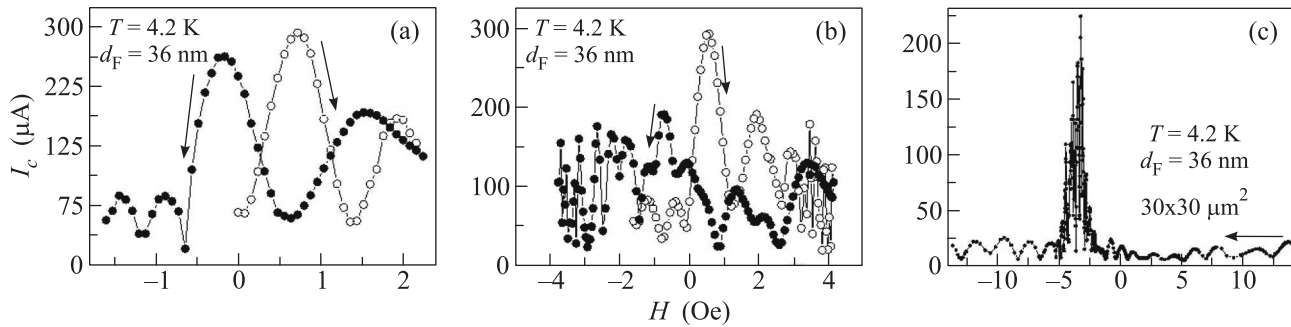


Рис. 3. (а) – Гистерезисная зависимость критического тока от внешнего магнитного поля $I_c(H)$ для перехода Nb–PdFe–Nb. Размер перехода $30 \times 30 \text{ мкм}^2$. Начальный участок кривой $I_c(H)$ на рис. а, б показан кружками. Стрелками показано направление развертки магнитного поля. (б) – Зависимость $I_c(H)$ для того же перехода в более широком диапазоне магнитных полей. Изменение формы экспериментальной кривой при смене направления развертки магнитного поля связано с превышением “предела устойчивости” (см. обсуждение в тексте), что приводило к необратимому изменению доменной структуры PdFe-слоя. (с) – Зависимость $I_c(H)$ для того же контакта, полученная путем намагничивания F-слоя до насыщения в магнитном поле $H = +15 \text{ Э}$ и последующего уменьшения H до -14 Э

фии (lift-off) формировался слой изолятора толщиной 350 нм. На последнем этапе изготавливалась верхняя сверхпроводящая шина (wiring) толщиной 450 нм с использованием магнетронного осаждения ниобия и взрывной фотолитографии. Эксперименты выполнялись в криостате He⁴, оборудованном сверхпроводящим соленоидом, который создавал магнитное поле, параллельное плоскости прослойки. Измерения проводились при помощи пиковольтметра на основе СКВИДа.

На рис. 2б показана зависимость $I_c(H)$ для контрольного джозефсоновского контакта с прослойкой из немагнитного сплава Cu_{0.65}Al_{0.35}, изготовленного по описанной выше технологии. Эта кривая хорошо описывается стандартной фраунгоферовой зависимостью [25]:

$$I_c = I_0 \left| \sin(\pi\Phi/\Phi_0) / (\pi\Phi/\Phi_0) \right|, \quad (1)$$

где Φ – магнитный поток через переход, Φ_0 – квант магнитного потока. Таким образом, использованная нами технология обеспечивает изготовление качественных джозефсоновских переходов с однородным распределением критической плотности тока по площади контакта. Однако при использовании в качестве джозефсоновской прослойки SFS-контакта сплава Pd_{0.99}Fe_{0.01} наблюдались совершенно другие кривые. На рис. 3а показана характерная зависимость $I_c(H)$, полученная после охлаждения образца в нулевом магнитном поле. Кривая имеет гистерезисный характер, связанный с тем, что PdFe-слой является магнитомягким ферромагнетиком и его намагниченность изменяется в ходе эксперимента по измерению $I_c(H)$ при приложении небольших внешних магнитных полей. Форма кривой $I_c(H)$ сильно отличается

от стандартной фраунгоферовой. Это связано с тем, что магнитная прослойка обладает крупномасштабной магнитной (доменной) структурой, причем намагниченность в доменах лежит в плоскости прослойки. Для малых джозефсоновских переходов распределение разности фаз $\varphi(x, y)$ (направление осей показано на рис. 2а) и критический ток контакта описываются системой уравнений [25, 20]:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{2\pi}{\Phi_0} B_y d_m, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial y} = \frac{2\pi}{\Phi_0} B_x d_m, \quad (3)$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M}(d_F/d_m), \quad (4)$$

$$I_c = \max \left[\iint j_c \sin \varphi(x, y) dx dy \right], \quad (5)$$

$$d_m = 2\lambda_L + d_F, \quad (6)$$

где d_m – толщина центральной части SFS-контакта, в которую проникает магнитное поле, d_F – толщина F-слоя, λ_L – лондоновская глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводящий ниобий, \mathbf{B} – средняя индукция магнитного поля в F-слое. Если намагниченность в доменах лежит в плоскости контакта, то полевая зависимость критического тока может иметь сложный вид, зависящий от вида функции $\mathbf{M}(x, y)$. В случае же, когда намагниченность в доменах перпендикулярна плоскости прослойки (что и имело место в работах [4, 7, 18]) и компоненты M_x, M_y равны нулю,

доменная структура фактически не искажает формы “полевой зависимости” $I_c(H)$.

В ходе эксперимента, представленного на рис. 3а, приложение магнитного поля приводило к сдвигу зависимости $I_c(H)$ вдоль горизонтальной оси, но не изменяло заметно формы кривой. Это означает, что форма и размер доменов в PdFe-слое не изменяются, а приложение внешнего магнитного поля лишь изменяет направление магнитного момента доменов. Такое “обратимое перемагничивание” имеет место только в случае, когда максимальное магнитное поле в ходе эксперимента не превышает некоторого “предела устойчивости” (порядка 3 Э). В больших магнитных полях зависимость $I_c(H)$ превращается в набор хаотических пиков (рис. 3б), что связано с резкими изменениями доменной структуры образца. При смене направления развертки магнитного поля от таких величин форма полевой зависимости не совпадает с исходной. На рис. 3с показана зависимость $I_c(H)$ для того же образца, измеренная в еще более широких пределах. В ходе эксперимента вначале было медленно (квазистационарно) включено большое магнитное поле (порядка +15 Э), заведомо превосходящее поле насыщения F -слоя, а затем производилось измерение зависимости $I_c(H)$ при изменении магнитного поля от +15 до -15 Э. Включенное большое магнитное поле намагничивало PdFe-слой до состояния насыщения, которое сохранялось во всех положительных магнитных полях. Согласно (4) в этом состоянии изменение магнитного потока Φ происходит исключительно за счет магнитного поля \mathbf{H} (см. также рис. 4). Поэтому зависимость $I_c(H)$ при этих полях является квазипериодической, подобно той, что имеет место для обычного джозефсоновского перехода при больших значениях \mathbf{H} . Когда магнитное поле изменяло свое направление и превышало 2 Э по абсолютной величине (диапазон полей от -2 до -5 Э на рис. 3с), плавная экспериментальная кривая вырождалась в набор очень узких пиков. Это естественно связать с разделением образца на домены в поле, близком к коэрцитивному. При дальнейшем увеличении величины \mathbf{H} в отрицательном направлении прослойка вновь намагничивалась до насыщения и зависимость $I_c(H)$ опять становилась квазипериодической.

Хорошо известно, что характерные размеры доменов и их форма зависят от размеров и формы образца в целом. В данной работе влияние формы образца не изучалось: все исследованные переходы имели форму квадрата. Однако мы обнаружили, что сильное искажение зависимости $I_c(H)$ имеет место только для достаточно больших переходов с размерами

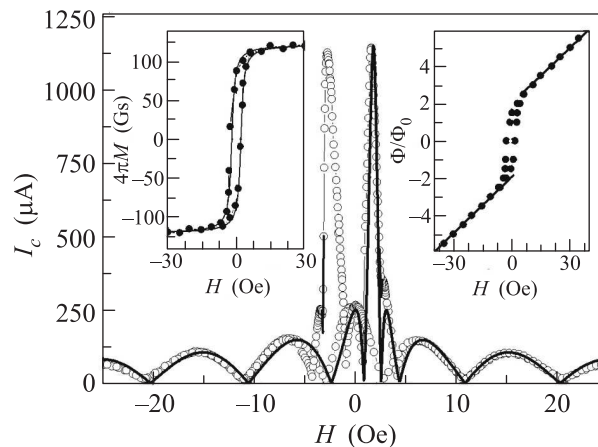


Рис. 4. Зависимость критического тока от магнитного поля $I_c(H)$ для перехода Nb-PdFe-Nb с размером стороны 9 мкм. Сплошной линией показана аппроксимация стандартной фраунгоферовой зависимостью (1) с учетом намагниченности прослойки. На вставке справа показана зависимость магнитного потока Φ через переход от внешнего магнитного поля. На левой вставке показана кривая намагничивания прослойки $M(H)$, полученная методом джозефсоновской магнитометрии

не менее 30 мкм. Для переходов с размером стороны около 10 мкм ферромагнитная прослойка является практически магнитно-однородной. В результате полевые зависимости критического тока таких переходов близки к фраунгоферовым (рис. 4). Влияние доменной структуры для малых образцов наблюдалось только при достаточно большой толщине PdFe-слоя (более 40 нм).

Магнитная однородность образцов размером $10 \times 10 \text{ мкм}^2$ дает возможность выполнить однозначное преобразование кривых $I_c(H)$ в кривые $M(H)$, которое можно назвать джозефсоновской магнитометрией. Для зависимости (1) положения максимумов и минимумов критического тока определяются следующими соотношениями:

$$\Phi^{min} = \Phi_0 m, \quad (7)$$

$$\text{tg} \frac{\pi \Phi^{max}}{\Phi_0} = \frac{\pi \Phi^{max}}{\Phi_0}, \quad (8)$$

$$\Phi^{max} \approx \Phi_0 (n + 1/2), \quad (9)$$

где n, m – целые числа²⁾. В однородном случае магнитный поток Φ через переход складывается из потока внешнего магнитного поля $\Phi_H = H a d_m$ и потока

²⁾ Для вывода (8) необходимо продифференцировать (1) и приравнять производную к нулю. Уравнение (9) является решением (8) в случае больших n .

вектора намагниченности ферромагнитной прослойки $\Phi_M = 4\pi M a d_F$, где a – размер SFS-контакта в направлении, перпендикулярном магнитному полю, d_m – магнитная толщина перехода [25]. Используя (7)–(9), можно преобразовать зависимость $I_c(H)$, показанную на основной панели рис. 4, в зависимость $\Phi(H)$ (см. правую вставку к рис. 4). Видно, что коэрцитивная сила H_c для прослойки исследованного образца составляет около 2 Э, а поле насыщения H_{sat} близко к 6 Э. В больших магнитных полях изменение магнитного потока Φ происходит исключительно за счет изменения Φ_H , что дает возможность оценить эффективную магнитную длину: $d_m \approx 230$ нм. Используя полученное значение d_m , можно преобразовать зависимость $\Phi(H)$ в зависимость $M(H)$ (см. левую вставку к рис. 4) и оценить намагниченность насыщения $4\pi M_{sat}$ (примерно 120 Гс). Было обнаружено, что хорошей аппроксимацией для экспериментальной зависимости $M(H)$ является аналитическая функция вида $4\pi M(H) = 8M_{sat} \arctan(H \pm H_c)$. Подстановка выражения $\Phi = \Phi_H + \Phi_M$ в соотношение (1) позволяет сравнить полученную расчетную фраунгоферову зависимость с экспериментальными данными (сплошная кривая на рис. 4). Мы видим, что такая аппроксимация хорошо описывает экспериментальную кривую $I_c(H)$. Это подтверждает магнитную однородность прослойки и делает процедуру джозефсоновской магнитометрии самосогласованной.

Гистерезисная зависимость критического тока от магнитного поля дает возможность использовать джозефсоновские переходы Nb–PdFe–Nb в качестве джозефсоновских магнитных переключателей. Из рис. 5а видно, что после охлаждения в нулевом магнитном поле образец имел критический ток 310 мкА. После включения магнитного поля +1.4 Э и его выключения критический ток образца уменьшался до 180 мкА. Приложение отрицательного магнитного поля такой же величины восстанавливает первоначальное значение критического тока. В эксперименте, представленном на рис. 5б, мы пропускали через образец постоянный ток смещения $I_{read} = 240$ мкА и измеряли напряжение на переходе. Кроме того, мы воздействовали на SFS-контакт чередующимися импульсами внешнего магнитного поля разного знака с амплитудой 1.4 Э. Видно, что эти импульсы переключают образец из резистивного состояния (состояние 1) в сверхпроводящее (состояние 0) и обратно.

Джозефсоновские магнитные переключатели могут быть использованы как элементы постоянной магнитной памяти в новых поколениях сверхпроводниковых электронных устройств [26]. Технология изготовления таких контактов хорошо совместима со

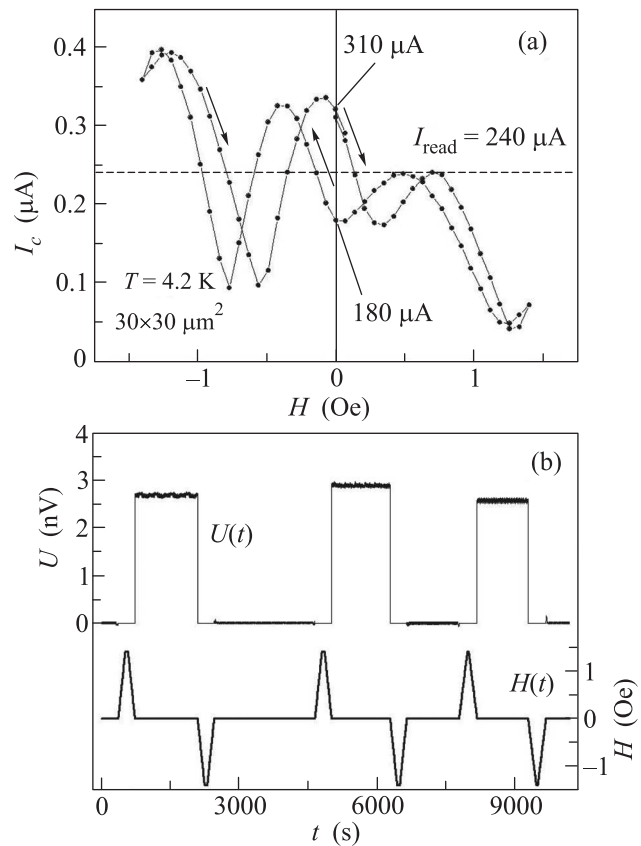


Рис. 5. (а) – Гистерезисная зависимость критического тока от магнитного поля для SFS-перехода, использованного в качестве магнитного переключателя. Направление развертки магнитного поля показано стрелками. Горизонтальной штриховой линией показано значение тока смещения переключателя. (б) – Зависимость напряжения на SFS-контакте от времени при токе смещения 240 мкА и приложении импульсов внешнего магнитного поля (нижняя кривая)

стандартной ниобий-алюминиевой технологией изготовления схем быстрой одноквантовой логики (БОК, или англ. RSFQ). Большим преимуществом использованных в настоящей работе F-слоев является малое поле переключения (около 1.5 Э в соответствии с результатами, приведенными на рис. 5а). Недостатком реализованных джозефсоновских магнитных элементов является их низкое время переключения. Так, изменение напряжения на кривой, представленной на рис. 5б, составляет около 3 нВ, что соответствует джозефсоновской частоте 1.5 МГц. Это на 3–4 порядка меньше, чем характерная частота работы БОК-схем. Мы планируем провести дополнительную работу по улучшению временных характеристик магнитных переключателей.

Таким образом, в настоящей работе были исследованы свойства джозефсоновских переходов Nb–PdFe–

Nb с магнитомягкой ферромагнитной прослойкой. Показано, что прослойка PdFe обладает крупномасштабной магнитной структурой, причем характерный размер доменов составляет порядка 10 мкм, а намагниченность в них параллельна плоскости джозефсоновского перехода. Это приводит к искажению стандартной полевой зависимости критического тока $I_c(H)$ для достаточно больших образцов. Продемонстрировано, что гистерезисная зависимость намагниченности прослойки от внешнего магнитного поля H приводит к неоднозначной зависимости критического тока от магнитного поля. Форма этой зависимости может изменяться в случае приложения достаточно больших магнитных полей. Разработан метод восстановления петли перемагничивания ферромагнитного слоя на основе экспериментальных данных для зависимости $I_c(H)$ в случае магнитно-однородных F-слоев. На основании полученных результатов предложено практическое использование переходов Nb-Pd_{0.99}Fe_{0.01}-Nb в качестве магнитных джозефсоновских переключателей.

Авторы выражают признательность В.Н. Шилову, В.А. Обознову, Н.С. Степакову, О.М. Вяселеву и Л.С. Успенской за помощь в изготовлении образцов и проведении эксперимента, а также за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке ООО "Инкубит" и Российского фонда фундаментальных исследований.

1. А. И. Буздин, Л. Н. Булаевский, С. В. Панюков, Письма в ЖЭТФ **35**, 147 (1982).
2. Л. Н. Булаевский, В. В. Кузий, А. А. Собянин, Письма в ЖЭТФ **25**, 314 (1977).
3. А. И. Буздин, В. Вуйчич, М. Ю. Куприянов, ЖЭТФ **101**, 231 (1992).
4. V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. Yu. Rusanov et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 2427 (2001).
5. T. Kontos, M. Aprili, J. Lesueur et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 137007 (2002).

6. H. Sellier, C. Baraduc, F. Lefloch et al., Phys. Rev. B **68**, 054531 (2003).
7. V. A. Oboznov, V. V. Bol'ginov, A. K. Feofanov, et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 197003 (2006).
8. O. Bourgeois, P. Gandit, A. Sulpice et al., Phys. Rev. B **63**, 064517 (2001).
9. V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. V. Veretennikov et al., Phys. Rev. B **65**, 020501 (2002).
10. S. M. Frolov, D. J. Van Harlingen, V. A. Oboznov et al., Phys. Rev. B. **70**, 144505 (2004).
11. S. M. Frolov, M. J. A. Stoutimore, T. A. Crane et al., Nature Physics **4**, 32 (2008).
12. J. W. A. Robinson, S. Piano, G. Burnell et al. Phys. Rev. Lett. **97**, 177003 (2006).
13. A. A. Bannykh, J. Pfeiffer, V. S. Stolyarov et al., Phys. Rev. B. **79**, 54501 (2009).
14. J. W. A. Robinson, S. Piano, G. Burnell et al., Phys. Rev. B **76**, 094522 (2007).
15. M. Weides, Appl. Phys. Lett. **93**, 52502 (2008).
16. M. I. Khabipov, D. V. Balashov, F. Maibaum et al., Supercond. Sci. Technol. **23**, 045032 (2010).
17. A. K. Feofanov, V. A. Oboznov, V. V. Bol'ginov et al., Nature Physics **6**, 593 (2010).
18. I. S. Veshchunov, V. A. Oboznov, A. N. Rossolenko et al., Письма в ЖЭТФ **88**, 873 (2008).
19. В. В. Рязанов, УФН **169**, 920 (1999).
20. T. S. Khaire, W. P. Pratt, Jr., and Norman O. Birge, Phys. Rev. B **79**, 094523 (2009).
21. K. Senapati, M. G. Blamire, and Z. H. Barber, Nature Materials **10**, 849 (2011).
22. E. G. Stoner, Proc. Roy. Soc. **A165**, 372 (1938).
23. C. Buscher, T. Auerswald, E. Scheer et al., Phys. Rev. B **46**, 983 (1992).
24. R. Karplus and J. M. Luttinger, Phys. Rev. **95**, 1154 (1954).
25. В. В. Шмидт, Введение в физику сверхпроводников, М.: МЦНМО, 2000, гл. 4.
26. V. V. Ryazanov, V. V. Bol'ginov, D. S. Sobanin et al., Superconductivity Centennial Conference, The Hague, The Netherlands (2011). To be published in Physics Procedia (2012).