

Гибридные наноструктуры на основе контактов сверхпроводник-ферромагнетик для цифровой и квантовой логики.

В. В. Рязанов¹, В. А. Обознов¹, В. В. Больгинов¹, А. К. Феофанов¹,
В. П. Кошелец², П. Н. Дмитриев²

¹ Институт Физики твердого тела, 142432 Черноголовка, Россия

² Институт радиотехники и электроники, 125009, Моховая 11, стр.7, Москва, Россия
e-mail: ryazanov@issp.ac.ru

В докладе, представленном первым автором на предыдущем симпозиуме [1], обсуждались эксперименты по реализации специфических джозефсоновских структур (π -контактов) с разностью фаз π в основном состоянии, т.е. с аномальным, сдвинутым на половину периода, токо-фазовым соотношением [2]:

$$I_s = -I_c \sin \varphi$$

π -контакты сверхпроводник – ферромагнетик – сверхпроводник (SFS-контакты) были впервые приготовлены в ИФТТ РАН в 2001 г. [3]. Позднее в работе [4], выполненной совместно с группой ВанХарлингена (Университет Урбаны, США), изменение знака токо-фазового соотношения при температурном переходе SFS-контакта в π -состояние наблюдалось непосредственно. На рис.1 схематически показана использованная в эксперименте структура с SFS-контактом, замкнутым сверхпроводящим кольцом. Электрический ток от источника тока протекал частично через джозефсоновский контакт, а частично через сверхпроводящее кольцо, создавая при этом магнитное поле H . Поток этого поля через кольцо Φ детектировался при помощи датчика СКВИДа, индуктивно связанного с образцом. Величина Φ определяла разность фаз на контакте $\varphi = 2\pi\Phi/\Phi_0 + 2\pi n$ (n – целое) и, таким образом, могла быть использована для количественного определения токо-фазового соотношения $I_J(\varphi)$. Связь между потоком Φ через сверхпроводящее кольцо с индуктивностью L и транспортным током I описывается выражением:

$$I = I_J \left(\frac{2\pi\Phi}{\Phi_0} \right) + \frac{\Phi}{L}$$

Физическая причина перемены знака сверхпроводящей волновой функции в π -состоянии при переходе с одного берега SFS-контакта на другой (т.е. спонтанного изменения ее фазы на π) связана с пространственными осцилляциями волновой функции (сверхпроводящего параметра порядка) в тонком слое слабого ферромагнетика, причем переход из обычного "0-" в π -состояние происходит при критической толщине F -слоя, близкой к половине периода пространственных осцилляций [5-7]. Сверхпроводящая пара (андреевское

связанное состояние), возникающая в ферромагнетике, имеет ненулевой суммарный импульс благодаря обменному расщеплению электронных подзон с противоположенными направлениями спинов. Недавно выполненные нами подробные исследования [1,7,8] джозефсоновских SFS структур $Nb-Cu_{1-x}Ni_x-Nb$ с разным составом ферромагнитного $CuNi$ -сплава и различной толщиной ферромагнитного слоя позволили получить π -контакты с достаточно высокой плотностью критического тока (до 10^3 А/см²), обеспечивающей возможность их использования в реальных элементах цифровой и квантовой логики.

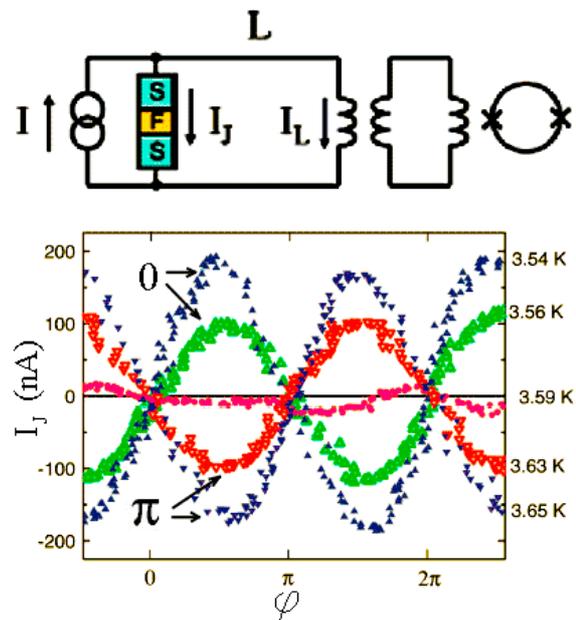


Рис. 1: а) Принципиальная схема эксперимента и наблюдаемые токо-фазовые соотношения SFS-контакта в 0- и π -состояниях [4].

Перспективные модификации быстрой сверхпроводниковой электроники обсуждались недавно в работах [9,10]. Комплементарный джозефсоновский инвертор (CJJ-инвертор, рис.2а) был предложен в публикации [9] в качестве быстрого сверхпроводящего аналога общеизвестной комплементарной МОП (CMOS) полупроводниковой логики. CJJ-инвертор представляет собой магнито-электронное устройство. Он состоит из двух дополняющих

друг друга (комплементарных) параллельных каналов, зависимости критических токов которых от магнитного поля сдвинуты на половину периода (половину кванта магнитного потока, проходящего через каждую из петель двух-контактных интерферометров-*SQUID*'ов). Входной сигнал в виде полукванта потока $\Phi_0/2$ открывает левый сверхпроводящий канал и закрывает (делает резистивным) правый. В работе [9] предполагалось использовать в качестве правого ("комплементарного") канала $0-\pi$ -интерферометр с двумя джозефсоновскими переходами (0 и π), имеющими одинаковые критические токи. Однако подбор параметров джозефсоновских сэндвичей для изготовления такой структуры технологически довольно затруднителен [11].

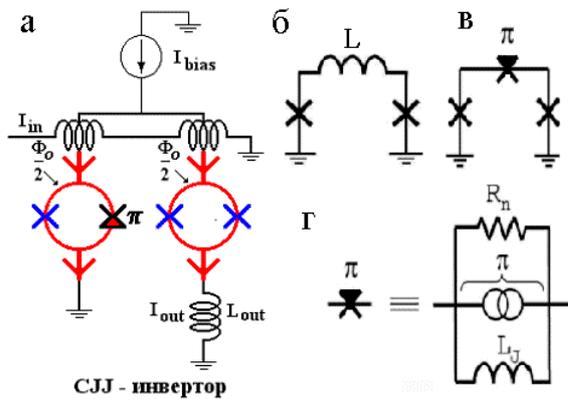


Рис. 2.: Принципиальная схема комплементарного джозефсоновского инвертора [9]; б,в) принципиальные схемы традиционной [13] и комплементарной [10] ячеек *RSFQ*-логики; г) эквивалентная схема π -контакта.

В работе [12] мы наблюдали указанный выше полупериодический сдвиг характеристик, используя сверхпроводящие ячейки с тремя одинаковыми *SFS*-контактами (рис. 3). Наличие спонтанных фазовых сдвигов в ячейках с нечетным числом π -контактов приводит в отсутствие внешнего поля к необходимости протекания по внешнему контуру структуры, показанной на рис. 3, незатухающего сверхпроводящего тока, создающего в *SFS* контактах сдвиги фазы, которые дополняют полные фазовые набег по всем замкнутым сверхпроводящим контурам до целого числа 2π . Наши эксперименты были выполнены в пределе малой индуктивности L сверхпроводящих ячеек: $2\pi LI_c \ll \Phi_0$, где I_c -критический ток *SFS*-контактов. В этом пределе кольцевой ток должен быть равен критическому току контактов I_c , при этом суммарный дополнительный набег фазы в каждой ячейке структуры будет равен $2 \times \pi/2 = \pi$, а транспортный критический ток через всю структуру обращается в нуль. Таким образом, в π -состоянии обычно наблюдаемый максимум зависимости $I_c(H)$ при нулевом поле должен

смениться минимумом, как это и наблюдается в эксперименте (рис. 3).

Описанный выше эксперимент на пятиконтактном интерферометре с двумя ячейками был, фактически, демонстрационным. Практической задачей является использование π -контактов в качестве пассивных инверторов фазы в любых реально используемых схемах джозефсоновской электроники и, в первую очередь, в базовой ячейке быстрой одноквантовой *RSFQ* логики (Rapid Single-Flux Quantum Logic) [13], которой, по существу, является *dc-SQUID*. Принцип *RSFQ*-логики представлен на рис.2б. Сверхпроводящая петля с двумя переходами (обычно *Nb-AlO_x-Nb*) может захватывать квант магнитного потока (или флаксон) Φ_0 при условии, что $LI_c > \Phi_0$ (где L индуктивность петли, а I_c -критический ток туннельных переходов). *RSFQ*-ячейка имеет два возможных состояния: без захваченного флаксона и с флаксоном, который образован циркулирующим сверхтоком в ячейке.

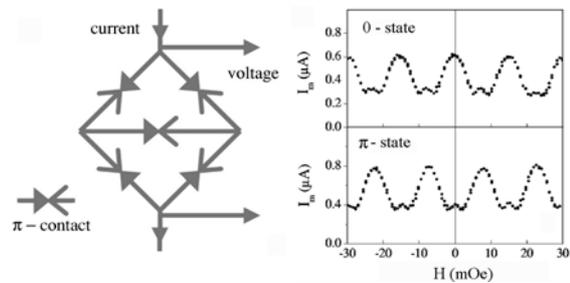


Рис. 3: Принципиальная схема и результаты эксперимента [12] по наблюдению полупериодического сдвига кривых $I_c(H)$ в π -состоянии.

Эти два дискретных состояния и являются логическими состояниями *RSFQ*-логики. В работе [10] было показано, что относительно большая геометрическая индуктивность ячейки, необходимая для хранения флаксона, может быть заменена π -контактом, как это показано на рис.2в. Чтобы π -контакт работал в пассивном режиме, т.е. не принимал участия в фазовой динамике в ходе переключения туннельных контактов *SQUID*'а, его критический ток I_π должен быть значительно больше критического тока туннельных контактов I_c . В этом случае действие π -контакта аналогично включению внешнего магнитного поля равного половине кванта магнитного потока: π -контакт создает соответствующий незатухающий круговой ток в ячейке, причем возникающее состояние фрустрировано, т.е. двукратно вырождено относительно знака циркулирующего тока. В такой модифицированной « π -ячейке» вход флаксона означает просто изменение направления циркулирующего тока, происходящего даже при сколь угодно малой индуктивности кольца, а цифровая информация будет связана с двумя состояниями,

различающимися знаками циркулирующего сверхтока. Таким образом, использование π -RSFQ-логики позволяет разрешить проблему существенного уменьшения RSFQ-ячейки, невозможного в классической джозефсоновской электронике.

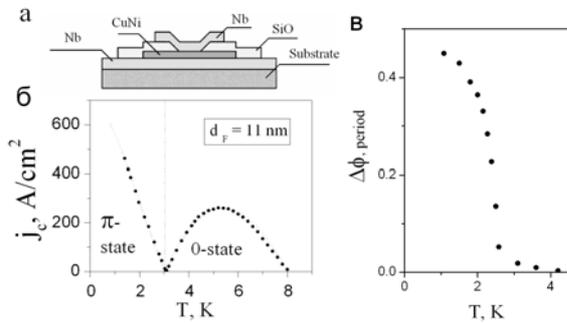


Рис. 4: а) Схематическое поперечное сечение SFS-контакта; б) температурная зависимость критического тока SFS-контакта $Nb-Cu_{0.47}Ni_{0.53}-Nb$ с толщиной F -слоя близкой к половине периода пространственных осцилляций параметра порядка (переход в π -состояние происходит в области температур 2-3 К; в) фазовое смещение периодической зависимости $I_c(H)$ комплементарной RSFQ-ячейки в области температурного перехода SFS-контакта в π -состояние.

Главный результат, представленный в настоящем докладе, связан с успешной реализацией комплементарной или π -RSFQ ячейки, т.е. dc -SQUID'a с включенным дополнительно в петлю π -контактом, выполняющим роль пассивного фазового инвертора. Мы использовали, указанные выше джозефсоновские SFS переходы $Nb-Cu_{0.47}Ni_{0.53}-Nb$ с толщиной F -слоя несколько превышающей половину периода пространственных осцилляций сверхпроводящего параметра порядка в $Cu_{0.47}Ni_{0.53}$. Используемые в наших работах SFS-контакты основаны на обычной ниобиевой тонкопленочной технологии, которая может быть легко совмещена с существующей технологией и архитектурой ниобиевой джозефсоновской микроэлектроники. Вставка на рис.4 показывает схематически поперечное сечение используемых джозефсоновских SFS-сэндвичей $Nb-CuNi-Nb$. Слой изоляции (пленка монооксида кремния SiO) с "окном", $10 \times 10 \text{ мкм}^2$ использовалась, чтобы избежать краевых дефектов и точно определить площадь джозефсоновского SFS-контакта.

Результаты исследований для двух комплементарных ячеек представлены на рис.4в и 5б. Микрофотография комплементарной ячейки с двумя шунтированными туннельными переходами (слева) и SFS-контактом (в правом нижнем углу) представлена на рис.5а. Фактически, за основу структуры брался классический dc -SQUID с критическим током

туннельных переходов ($Nb-AlO_x-Nb$) 7.5 мкА при $T=4.2 \text{ К}$, одна сторона петли которого заменялась ниобиевым шунтом с одним SFS-контактом. В первом эксперименте (рис.4) толщина $CuNi$ -слоя SFS-контакта выбиралась в области критической толщины (11 нм), так чтобы возможно было наблюдать температурный переход в π -состояние, характеризующийся на отдельном контакте возвратной температурной зависимостью плотности критического тока, как это показано на рис. 4б. Такая зависимость - прямое следствие перехода в π -состояние при температуре $T = T_\pi$.

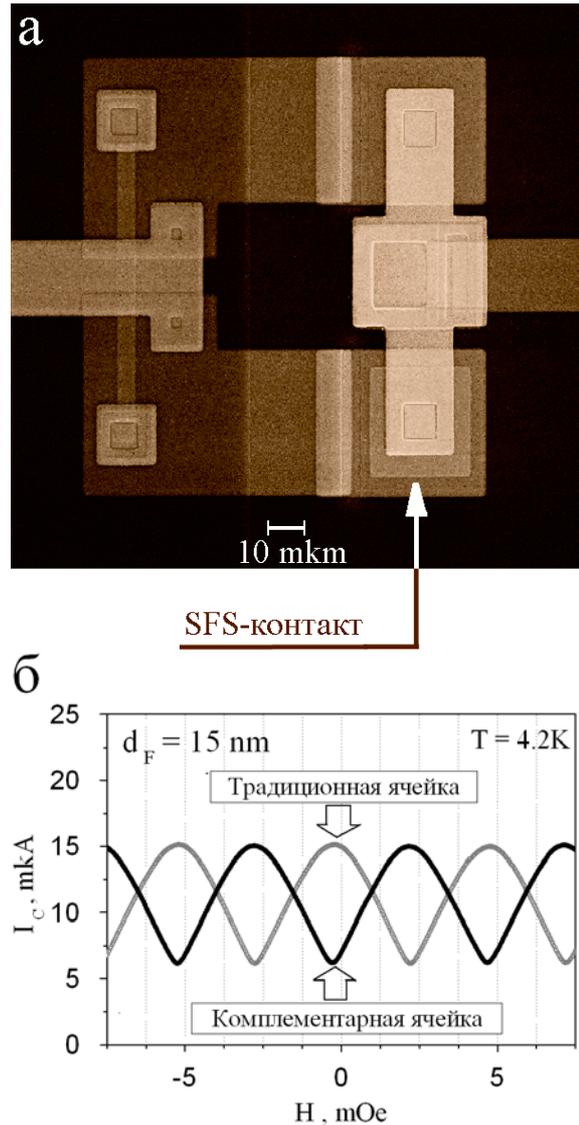


Рис. 5: а) Микрофотография комплементарной RSFQ-ячейки; б) зависимость критического тока от магнитного поля для традиционной и внутренне фрустрированной (комплементарной) ячеек RSFQ-логики.

При понижении температуры положительная ветвь, соответствующая 0-состоянию должна переходить в отрицательную область, проходя через нулевое значение критического тока, однако в транспортных

экспериментах мы измеряем только амплитуду критического тока. Поэтому "отрицательная ветвь", соответствующая π -состоянию, отражена на рис.4б в положительную полуплоскость. На рис.4в показан сдвиг периодической зависимости $I_c(H)$ такой структуры при понижении температуры (в долях периода зависимости). К сожалению, нам немного не хватило рабочего температурного интервала, чтобы перевести полностью *SFS*-контакт в π -состояние и достигнуть полупериодического сдвига. Поэтому во втором эксперименте *RSFQ*-ячейка замыкалась *SFS*-контактом, находящемся в π -состоянии во всем экспериментальном интервале температур, поскольку толщина *F*-слоя составляла 15 нм. Для регистрации полупериодического сдвига комплементарной *RSFQ*-ячейки на той же подложке в непосредственной близости была изготовлена традиционная *RSFQ*-ячейка той же геометрии (но без *SFS*-контакта). Сравнение характеристик этих двух структур представлено на рис.5б. Можно видеть, что включение π -контакта в *dc-SQUID*, действительно, приводит к точному полупериодическому сдвигу зависимости.

Таким образом, в серии фазово-чувствительных экспериментов доказана возможность использования *SFS* π -контактов в качестве инверторов сверхпроводящей фазы в джозефсоновской цифровой логике. Применение π -контактов открывает уникальную возможность значительно уменьшить размер базовой *RSFQ*-ячейки за счет замены, необходимой в обычном случае геометрической индуктивности, фазовым сдвигом, аналогичным присутствию в ячейке половины кванта магнитного потока. Это позволяет довести масштаб *RSFQ*-элементов до субмикронных размеров. Кроме того, использование *SFS* π -контактов дает возможность реализовать сверхпроводящий аналог широко-известной комплементарной *МОП* логики с магнито-электронными затворами, устраняющими гальваническую связь. Следующий этап нашей работы связан с включением π -контакта в структуру с субмикронными туннельными контактами, испытывающими квантовые флуктуации, для реализации сверхпроводящего «потокowego» квантового бита (кубита) [14]. В фазовом когерентном состоянии два базисных состояния такого кубита отличаются знаком циркулирующего в сверхпроводящей структуре тока, и джозефсоновская энергия системы имеет два почти вырожденных минимума, разделенных потенциальным барьером. Переходы между этими состояниями происходят вследствие квантовомеханического подбарьерного туннелирования. В существующих реализациях потокowego кубита [15] для создания двух вырожденных базисных состояний используется магнитный поток равный полукванту магнитного потока. Необходимость приложения внешнего потока является недостатком таких схем,

поскольку внешний сигнал служит источником шумов. В работе [14] показано, что использование π -контакта для создания вырожденных состояний может заметно увеличить время декогерентности кубита.

Работа была поддержана грантами РФФИ и ОФН РАН.

- [1] Рязанов В.В., Обознов В.А., Больгинов В.В., Феофанов А.К., *Материалы симпозиума «НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА»* Нижний Новгород, т.1, стр.56, март 2005 г.
- [2] Булаевский Л. Н., Кузий В. В., Собянин А. А., Письма в ЖЭТФ **25**, 314 (1977).
- [3] Ryazanov V. V, Oboznov V. A., Rusanov A. Yu., Veretennikov A. V., Golubov A. A., and Aarts J., Phys. Rev. Lett. **86**, 2427 (2001).
- [4] Frolov S. M., Van Harlingen D. J., Oboznov V. A., Bolginov V. V., and Ryazanov V. V, Phys. Rev. B **70**, 144505 (2004).
- [5] Буздин А. И., Булаевский Л. Н., Панюков С. В. Письма в ЖЭТФ **35**, 147 (1982).
- [6] Буздин А.И., Вуйичич Б., Куприянов М.Ю. ЖЭТФ} **101**, 231 (1992).
- [7] Ryazanov V. V, Oboznov V. A., Prokofiev A. S., Bolginov V. V., and Feofanov A. K., J. Low Temp. Phys. **136**, 385 (2004).
- [8] Oboznov V. A., Bolginov V. V., Feofanov A. K., Ryazanov V. V, and Buzdin A. I. arXiv:cond-mat/0508573 (2005).
- [9] Terzioglu E., and Beasley M. R., IEEE Trans. On Appl. Supercond. **8**, 48 (1998).
- [10] Ustinov A. V., Kaplunenko V. K., J. Appl. Phys. **94**, 5405 (2003).
- [11] Guichard W., Aprili M., Bourgeois O., Kontos T., Lesueur J., Gandit P., Phys. Rev. Lett. **90**, 167001 (2003).
- [12] Ryazanov V. V, Oboznov V. A., Veretennikov A. V., Rusanov A. Yu. Phys. Rev. B **65**, 020501 (2002).
- [13] Likharev K. K. and Semenov V. K., IEEE Trans. Appl. Supercond. **1**, 3 (1991).
- [14] Blatter G., Geshkenbein V. B., and Ioffe L. B. Phys. Rev. B **63**, 174511 (2001).
- [15] Mooij J. E., Orlando T. P., Levitov L., Tian L., van der Wal C. H. and Lloyd S., Science} **285**, 1036 (1999).