

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт физики твердого тела Российской академии наук

На правах рукописи

Скрябина Ольга Викторовна

**Исследование электронных свойств сверхпроводящих
гибридных структур на основе нанопроводов из
ферромагнетиков и нормальных металлов**

01.04.07 – физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
д. ф.-м. н., профессор
В.В. Рязанов

Черноголовка – 2020

Содержание

Введение	3
Глава 1. Обзор литературы	11
1.1 Введение	11
1.2 Система сверхпроводник-нормальный металл	16
1.2.1 Основные свойства SNS переходов	16
1.2.2 SNS переходы: экспериментальные исследования	19
1.3 Система сверхпроводник-ферромагнетик	21
1.3.1 Основные свойства SFS переходов	21
1.3.2 SFS переходы: экспериментальные исследования	23
Глава 2. Технологические и экспериментальные методы	25
2.1 Введение	25
2.2 Подготовка пористых мембран анодного оксида алюминия к электроосаждению нанопроводов	25
2.3 Электроосаждение и характеристика металлических нанопроводов	27
2.4 Технология изготовления сверхпроводящих структур на основе нанопроводов	34
2.5 Проведение низкотемпературных электронно-транспортных измерений	38
Глава 3. Исследование джозефсоновских контактов на основе нанопроводов из нормальных металлов	40
3.1 Введение	40
3.2 Исследование структур на основе медных нанопроводов	46
3.2.1 Электронно-транспортные измерения Nb/Cu-NW/Nb структур	48
3.2.2 Магнито-транспортные измерения Nb/Cu-NW/Nb структур	51
3.2.3 Теоретические оценки	53

3.3	Исследование джозефсоновских контактов на основе золотых нанопроводов	55
3.3.1	Результаты и обсуждение	56
3.4	Заключение по результатам третьей главы	62
Глава 4. Исследование сверхпроводящих структур на основе ферромагнитных нанопроводов		64
4.1	Введение	64
4.2	Исследование структур на основе никелевых нанопроводов	66
4.2.1	Особенности интерфейса Nb/Ni-NW	68
4.2.2	Магнито-транспортные измерения. Вхождение абрикосовских вихрей.	73
4.2.3	Магнитное микромоделирование	80
4.3	Исследование структур на основе кобальтовых нанопроводов . . .	87
4.3.1	Результаты и обсуждение	88
4.4	Заключение по результатам четвертой главы	92
Глава 5. Исследование сверхпроводящих структур на основе сегментированных золото-никелевых нанопроводов		94
5.1	Введение	94
5.2	Первые результаты и обсуждение	95
5.3	Заключение по результатам пятой главы	98
Заключение		99
Благодарности		101
Список литературы		102

Введение

Актуальность работы. Исследование разнообразных свойств нанообъектов – важное современное направление, которое объединяет как физические, так и химические, биологические, инженерные науки. Исследование наноразмерных структур позволяет изучать новые квантовые явления, которые невозможно выделить на макроскопических объектах.

Существует два принципиально различных подхода к созданию наноструктур: «сверху вниз» и «снизу вверх». В подходе «сверху вниз» наноструктуры формируются из микроскопических объемных и тонкопленочных объектов при помощи комбинации методов литографии и травления [1–4]. Усовершенствование технологических методик и оборудования позволяет достигать новых наноразмерных стандартов микро- и нанoeлектронных схем, что влечет за собой резкое удорожание производства таких систем. Это экономическое ограничение наряду с условием выполнения закона Мура [5], а также постановка новых современных научных проблем, связанных с созданием наноструктур практически атомарных размеров и инжинирингом новых материалов с особыми химическими и функциональными свойствами, стимулируют поиск новых технологических стратегий [6].

В подходе «снизу вверх» новые функциональные наноструктуры собираются из четко определенных химически и/или физически синтезированных наноблоков [7, 8], подобно тому, как природа использует белки для создания сложных биологических систем. Этот способ изготовления нанообъектов представляет собой мощный альтернативный подход относительно традиционных методов «сверху вниз». Преимущество такого подхода состоит в том, что можно, например, комбинировать наноблоки разного химического состава, которые по ряду причин не могут быть соединены при подходе «сверху вниз» и, таким образом, получить уникальный объект, интегрированный в устройство. Например, в последние годы стало популярным создание слоистых гетероструктур, состоящих из различных искусственно полученных двумерных слоев, подобных графену [9]. Такой подход позволяет реализовать новые кристаллические объ-

екты с высокой химической и структурной однородностью слоев с заданными размерами, формой и низким уровнем дефектов и примесей.

Для разработки технологий изготовления подобных структур необходимы методы, которые позволяют реализовать контролируемый синтез нанообъектов с высокой степенью воспроизводимости – это первый из ключевых моментов подхода «снизу вверх» для изготовления наноструктур.

Второй важный пункт – развитие методик исследования свойств этих нанообъектов и простейших устройств на их основе. Последние могут быть аналогичны существующим электронным и оптоэлектронным устройствам, изготовленным методами «сверху вниз». Ожидается, что в дальнейшем на основе этих объектов появятся новые, возможно, революционные концепции устройств, например, из-за проявления квантовых свойств, связанных с эффектами размерного квантования. Выявление отчетливых квантовых степеней свободы может быть полезным, например, при использовании наноприборов в области квантовой криптографии или квантовых вычислений [10].

Для реализации квантовых вычислителей используются как реальные атомы и ионы в ловушках, так и «искусственные атомы», изготовленные из большого количества когерентно работающих джозефсоновских переходов. Джозефсоновские переходы представляют собой два сверхпроводящих берега (S), разделенные слабой связью, где сохраняется когерентность сверхпроводящей волновой функции между берегами, при этом в качестве слабой связи могут выступать, наряду с диэлектрическими слоями, тонкие слои нормального металла (N) или ферромагнетика (F). На субмикронных джозефсоновских структурах уже реализованы как отдельные кубиты (квантовый бит, Q-bit) – квантовые логические элементы [11], так и многокубитные процессоры, на которых недавно доказано квантовое превосходство [12]. Управлять кубитом можно с помощью электромагнитных сигналов и импульсов – электрического тока, магнитного поля и микроволнового излучения [13]. Отказаться от использования внешнего магнитного поля для задания рабочей точки сверхпроводящих кубитов можно, интегрируя в них π -контакты [14, 15] – джозефсоновские переходы с ферромагнетиком в качестве слабой связи (SFS-контакты), в которых происходит сдвиг

разности фаз сверхпроводящих волновых функций на π . Это свойство позволяет использовать π -контакт в качестве пассивного инвертера сверхпроводящей фазы в различных сверхпроводящих устройствах [2].

Реализованные к настоящему времени SFS-контакты представляют собой сэндвичевые структуры с латеральными размерами порядка нескольких микронетров, состоящие из послойно напыленных пленок сверхпроводника и ферромагнетика [14–17]. Их изготовление включает в себя множество технологических шагов. Длинной слабой связи в таких структурах является толщина слоя ферромагнетика, которая должна быть сравнима с длиной когерентности для наведенной сверхпроводимости в F-слое, что составляет всего нескольких нанометров. Уменьшение размеров π -контактов является ключевым моментом для их использования в сверхпроводящих вычислительных схемах с высокой интеграцией элементов. Это условие подразумевает переход от сэндвичевой к планарной геометрии SFS контактов. Однако, малость длины когерентности в ферромагнетике делает выполнение этой задачи крайне проблематичным, даже с помощью самых современных методов электронной литографии. На сегодняшний день обычное «разрешение» для планарных размеров таких структур составляет десятки нанометров, что недостаточно для успешной реализации планарного джозефсоновского SFS-контакта.

Решением проблемы изготовления планарных SFS и π -контактов может быть использование искусственных гибридных элементов в качестве слабой связи, таких как нанопровода (NW). Такие объекты могут быть изготовлены с требуемыми геометрическими и структурными параметрами, включая монокристалличность и состав слабой связи. В опубликованном недавно патенте [18] для создания планарного π -контакта предлагается использовать сегментированные нанопровода, состоящие из чередующихся слоев нормального металла и ферромагнетика (NFN). С помощью сегментов из нормального металла происходит эффективное удлинение слабой связи с коротким F-сегментом, так как по сравнению с ферромагнетиками нормальные металлы обладают довольно большими длинами когерентности, то есть длинами затухания сверхпроводящей волновой функции [19]. Использование участков нанопроводов из нормальных метал-

лов, а не сверхпроводящих (Pb, In, β -Ga), обусловлено проблемами извлечения сверхпроводящих нанопроводов из матрицы. Именно по этой причине нанопровода из сверхпроводящих материалов обычно исследуются непосредственно в темплатах [20].

Целью данной работы было исследование электронных свойств сверхпроводящих гибридных структур, изготовленных на основе нанопроводов из нормальных металлов и ферромагнетиков, а также сегментированных нанопроводов, состоящих из чередующихся нормальных и ферромагнитных материалов.

Для реализации поставленной цели автором были решены следующие технологические и методические задачи:

- Разработана и изготовлена роботизированная система для контролируемого электрохимического осаждения нанопроводов.
- Изучена структура полученных нанопроводов с помощью сканирующей и просвечивающей электронной микроскопии, а также зондовыми методами (атомно-силовой и магнитно-силовой микроскопией).
- Разработана технология изготовления сверхпроводящих ниобиевых контактов к отдельным нанопроводам, высаженным на кремниевую подложку:
 - подобраны комбинации электронных резистов и режимы экспонирования для проведения электронной литографии.
 - оптимизирован процесс магнетронного напыления ниобия на структуры для хорошего облегания сверхпроводником нанопроводов и последующего успешного lift-off процесса при «взрывной» электронной литографии.
- Изучены электронный транспорт и джозефсоновские свойства полученных сверхпроводящих структур на основе единичных нанопроводов в широком температурном диапазоне (300 K – 20 мK), в том числе в магнитном поле.

Личный вклад автора

Основные результаты, изложенные в данной диссертации, получены лично автором. Соискатель принимал участие в постановке задачи, проводил отработку технологии изготовления сверхпроводящих структур и изготовление рабочих образцов, перечисленных выше, проводил низкотемпературные электронно-транспортные измерения на различных криогенных системах, обрабатывал результаты и занимался подготовкой публикаций.

Основные результаты и положения, выносимые на защиту

- Разработана методика создания металлических нанопроводов методом электрохимического осаждения в наноструктурированные мембраны. Методика позволяет изготавливать моно- и поликристаллические нанопровода на основе нормальных металлов (Au, Cu) и ферромагнитных металлов (Co, Ni), а также сегментированные нанопровода из чередующихся слоев (Au-Ni).
- Изготовлены планарные субмикронные джозефсоновские SNS контакты, состоящие из сверхпроводящих электродов и нанопроводов из нормальных металлов. Показано, что такие гибридные структуры характеризуются большими критическими токами (до 150 мкА при 1.2 К) и характеристическими джозефсоновскими напряжениями порядка 300 мкВ. Продemonстрировано, что на таких структурах реализуется режим «узкого» джозефсоновского перехода, при котором сверхпроводящий критический ток монотонно (без осцилляций) затухает с повышением магнитного поля.
- Изготовлены планарные субмикронные SFS контакты, состоящие из сверхпроводящих электродов и ферромагнитных нанопроводов. Показано, что решающий вклад в поведение магнетосопротивления таких структур вносит граница раздела сверхпроводник/ферромагнетик, где происходит конверсия нормального тока в сверхпроводящий ток. Продemonстрирована возможность детектирования входа вихрей Абрикосова в области границы сверхпроводник/ферромагнетик. Показано, что джозефсоновская связь

на гибридных структурах с ферромагнитными нанопроводами отсутствует.

- Исследована зависимость сопротивления гибридной структуры Nb/Ni- нанопровод/Nb от внешнего магнитного поля. Для интерпретации экспериментальных результатов проведено микромагнитное моделирование. Показано, что перемагничивание поликристаллического никелевого нанопровода происходит за счет магнитных вихрей, при этом существенный вклад в этот процесс вносят зерна и границы зерен кристаллической структуры нанопровода.
- Исследованы планарные субмикронные сверхпроводящие S/NFNF.../S контакты, изготовленные на основе нанопроводов с чередующимися сегментами золота и никеля, выращенных при помощи роботизированной системы. Получены свидетельства джозефсоновского поведения таких структур.

Научная новизна, практическая значимость и достоверность

Научная новизна полученных в рамках исследовательской работы результатов связана с реализацией и детальным исследованием нового типа гибридных структур на основе нанопроводов из нормальных металлов и ферромагнетиков. Такие структуры могут быть использованы при изготовлении сверхпроводящих схем для уменьшения размеров функциональных элементов. Перспективы практического применения нанопроводов связаны также с возможностью достижения высоких частот джозефсоновской генерации, а также с использованием явлений, наблюдаемых на границе сверхпроводник/ферромагнетик. Успешное изготовление сегментированных нанопроводов с ферромагнитными вставками даст возможность реализовать субмикронные планарные инвертеры сверхпроводящей фазы (π -контакты) на их основе.

Результаты диссертационной работы, выносимые на защиту, получены впервые лично автором, они были представлены и обсуждались на российских международных конференциях и симпозиумах.

По результатам работы опубликовано три статьи, получен один патент:

A1. O. V. Skryabina, S. V. Egorov, A. S. Goncharova, A. A. Klimenko, S. N. Kozlov, V. V. Ryazanov, S. V. Bakurskiy, M. Yu Kupriyanov, A. A. Golubov, K. S. Napolskii, and V. S. Stolyarov. Josephson coupling across a long single-crystalline Cu nanowire. Applied Physics Letters 110, 222605 (2017).

A2. S. N. Kozlov, O. V. Skryabina, S. V. Egorov, I. A. Golovchanskiy, A. A. Klimenko, K. S. Napolskii, V. S. Stolyarov. Magnetoresistance of a single polycrystalline nickel nanowire. Journal of Applied Physics 125, 6, 063902 (2019).

A3. O. V. Skryabina, S. N. Kozlov, S. V. Egorov, A. A. Klimenko, V. V. Ryazanov, S. V. Bakurskiy, M. Yu Kupriyanov, N. V. Klenov, I. I. Soloviev, A. A. Golubov, K. S. Napolskii, I. A. Golovchanskiy, D. Roditchev, and V. S. Stolyarov. Anomalous magneto-resistance of Ni-nanowire/Nb hybrid system, Scientific Reports 9, 14470 (2019).

A4. В. С. Столяров, К. С. Напольский, Б. С. Столяров, С. Н. Козлов, О. В. Скрябина, С. Е. Кушнир, А. П. Леонтьев, А. А. Клименко. Аппарат для электрохимического получения слоистых металлических нанопроводов. Патент на изобретение № 2704363.

Сделаны доклады на российских и международных конференциях:

1. О.В. Скрябина, С.В. Егоров, К.С. Напольский, А.С. Гончарова, И.Е. Батов, В.В. Рязанов, В.С. Столяров, Джозефсоновские переходы с нанонитями в качестве слабой связи, 6-ая Всероссийская конференция «Микро-, нанотехнологии и их применения» им. Ю.В. Дубровского, Черноголовка, 2014.

2. O.V. Skryabina, S.V. Egorov, S.N. Kozlov, A.S. Goncharova, I.E. Batov, V.V. Ryazanov, S.V. Bakurskiy, M.Yu. Kupriyanov, A.A. Golubov, K.S. Napolskii, V.S. Stolyarov, Supercurrent in Nb/Cu-nanowire/Nb Josephson junctions, SC hybrid nanostructures: physics and application, Москва, Россия, 19 – 23 сентября 2016.

3. O.V. Skryabina, S.V. Egorov, A.S. Goncharova, S.N. Kozlov, A.A. Klimenko, V.V. Ryazanov, S.V. Bakurskiy, M.Yu. Kupriyanov, A.A. Golubov, K.S. Napolskii,

V.S. Stolyarov, Josephson coupling across a long single-crystalline Cu nanowire, Winter workshop/school on localization, interactions and super- conductivity, Черноголовка, Россия, 13 – 17 декабря 2017.

4. С.Н. Козлов, О.В. Скрябина, С.В. Егоров, И.А. Головчанский, А.А. Клименко, К.С. Напольский, В.С. Столяров, Магнитосопротивление поликристаллической никелевой нанонити при низкой температуре, XXIII Международная конференция «Новое в магнетизме и магнитных материалах», Москва, Россия, 30 июня – 5 июля 2018.

5. А.А. Клименко, К.С. Напольский, С.Н. Козлов, С.В. Бакурский, В.С. Столяров, О.В. Скрябина, С.В. Егоров, А.С. Гончарова, Джозефсоновские переходы с медными нанопроводами в качестве слабой связи, XXV Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов 2018», Москва, Россия, 9 – 13 апреля 2018.

6. С.Н. Козлов, О.В. Скрябина, С.В. Егоров, А.А. Клименко, С.В. Бакурский, И.А. Головчанский, К.С. Напольский, Магнитосопротивление ферромагнитной нанонити со сверхпроводящим наношунтом, XXV Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов 2018», Москва, Россия, 9 – 13 апреля 2018.

7. О.В. Скрябина, С.К. Козлов, С.В. Егоров, А.А. Клименко, В.В. Рязанов, С.В. Бакурский, М.Ю. Куприянов, Н.В. Кленов, И.И. Соловьев, А.А. Голубов, К.С. Напольский, И.А. Головчанский, Д.Ю. Родичев, В.С. Столяров, Аномальное магнитосопротивление системы Ni нанопровод/сверхпроводник, XXIII Международный симпозиум «Нанозифика и нанозлектроника», Нижний Новгород, Россия, 11 – 14 марта 2019.

Объем и структура диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы. Объем диссертации – 120 страниц, включая 54 рисунка, список литературы состоит из 154 наименований.

Глава 1. Обзор литературы

1.1 Введение

При охлаждении некоторых проводников их сопротивление падает до нуля. Для каждого конкретного материала это падение происходит при определенной температуре – критической температуре T_c , при которой материал становится сверхпроводником [22].

В микроскопической теории наличие сверхпроводимости объясняется электрон–фононным взаимодействием, за счет которого два электрона с противоположными спинами взаимодействуют друг с другом и образуют куперовские пары. Все электроны в сверхпроводнике при $T = 0$ когерентны и описываются единой волновой функцией (параметром порядка системы) $\Psi = |\Psi|e^{i\theta}$, где $|\Psi|$ – ее амплитуда, а θ – фаза. Характерное расстояние между двумя электронами куперовской пары называется длиной когерентности $\xi_s = \hbar v_f / \pi \Delta$ (v_f – скорость Ферми, Δ – энергетическая щель в спектре сверхпроводника), которая составляет от одного до нескольких сотен нанометров в зависимости от материала.

Куперовские пары обладают нулевым суммарным спином, поэтому подобно бозе-частицам могут «конденсироваться» на уровне Ферми. Чтобы разрушить куперовскую пару, к системе необходимо приложить энергию, превышающую энергию сверхпроводящей щели Δ (Рис. 1). В случае однородного сверхпроводника все характерные величины в нем имеют постоянные значения.

В гибридных сверхпроводящих образцах со структурными элементами из различных материалов Δ становится пространственно зависимой величиной, что приводит к появлению новых эффектов. Под гибридными структурами будем подразумевать SIS, SNS, SFS переходы, где S – сверхпроводник, I – изолятор, N – нормальный металл, F – ферромагнетик.

Среди различных явлений в гибридных системах нас, прежде всего, будет интересовать эффект Джозефсона, который представляет собой макроскопическое квантово-механическое явление, связанное с сохранением фазовой когерентности между двумя сверхпроводниками, разделенными промежуточной

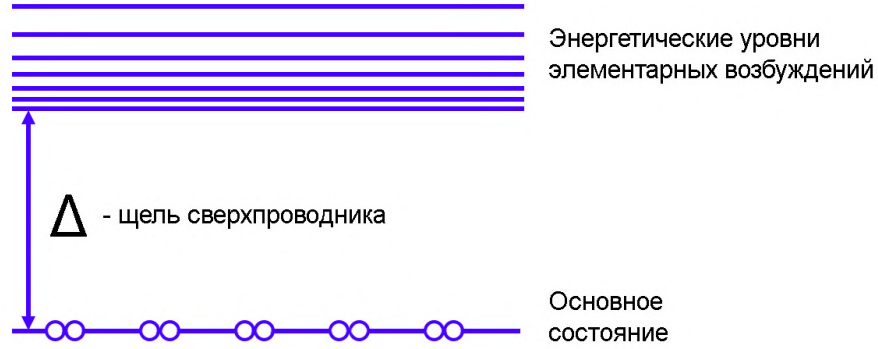


Рис. 1. Схематическое представление основного состояния и спектра элементарных возбуждений сверхпроводника [22].

областью – слабой связью (I, N, F).

При отсутствии электрического напряжения на слабой связи (джозефсоновском переходе, барьере) имеет место стационарный (DC) эффект Джозефсона, представляемый ток-фазовым соотношением:

$$I_s(\varphi) = I_c \sin \varphi \quad (1)$$

где I_s – сверхпроводящий ток, протекающий через слабую связь, φ – разность фаз $\theta_2 - \theta_1$ волновых функций Ψ_1 и Ψ_2 сверхпроводящих берегов, I_c – критический, т.е. максимальный бездиссипативный ток через переход, который сильно зависит от материалов и геометрии перехода. Если ток через слабую связь превышает критическое значение $I > I_c$, в токе появляется квазичастичная компонента и на переходе возникает напряжение V , которое описывается выражением:

$$2eV = \hbar \frac{\partial \varphi}{\partial t} \quad (2)$$

Это нестационарный (AC) эффект Джозефсона, демонстрирующий периодические колебания напряжения, связанные с изменением разности фаз во времени, также называемые джозефсоновской генерацией.

Кроме идеальной электропроводности сверхпроводники характеризуются идеальным диамагнетизмом (выталкиванием магнитного поля из объема сверхпроводника). В сверхпроводниках I рода выталкивание магнитного поля происхо-

дит вплоть до критического поля H_{cm} , при превышении которого сверхпроводимость разрушается вследствие «орбитального» распаривающего действия магнитного поля на куперовские пары.

В сверхпроводниках II рода при приложении первого критического магнитного поля H_{c1} к объемному сверхпроводнику происходит проникновение магнитного поля в объем сверхпроводника в виде квантов магнитного потока $\Phi_0 = h/2e$. Кванты магнитного потока переносят абрикосовские вихри, представляющие собой цилиндр (кор) вихря в нормальном состоянии, вокруг которого текут токи, экранирующие магнитное поле. Сверхпроводящий параметр порядка в центре кора вихря равен нулю, а его диаметр равен $2\xi_s$, вихревые сверхпроводящие токи протекают в области радиуса порядка λ_L – глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводник.

Величина проникновения магнитного поля в джозефсоновский переход определяется джозефсоновской глубиной проникновения $\lambda_J = \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0 d_m j_c}}$, где Φ_0 – квант магнитного потока, $d_m = d + 2\lambda_L$ – магнитная толщина, а d толщина джозефсоновского барьера, j_c – плотность критического тока через джозефсоновский переход (Рис. 2а).

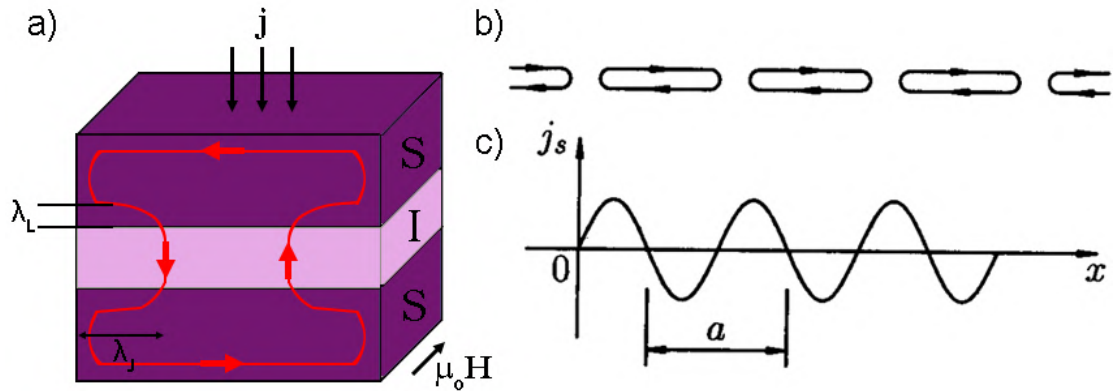


Рис. 2. а) Распределение сверхпроводящего тока в джозефсоновском переходе с шириной $W < 4\lambda_J$ до вхождения первого вихря. б) Цепочка джозефсоновских вихрей в переходе с шириной $W < 4\lambda_J$ и в) соответствующее распределение сверхтока в переходе (Рис. из [22]), где $a = W/n = \Phi_0/H_0 d_m$ – период вихревой цепочки, W – ширина джозефсоновского перехода, n – число вихрей, H_0 – период фраунгоферовской осцилляции по магнитному полю.

Когда к джозефсоновскому переходу приложено магнитное поле (вдоль оси y), перпендикулярное току через слабую связь (вдоль оси z), вдоль перехода

(вдоль оси x) возникает изменение разности фаз $d\varphi/dx$, и сверхток начинает осциллировать с периодом Φ_0 магнитного потока, проходящего через переход (Рис. 2b,c). Зависимость критического тока джозефсоновского перехода от магнитного поля $I_c(H)$ определяется формулой фраунгоферовской дифракции:

$$I_c(H) = I_c(0) \left| \frac{\sin(\pi\Phi/\Phi_0)}{\pi\Phi/\Phi_0} \right| \quad (3)$$

где I_c – критический ток перехода в отсутствие приложенного поля, $\Phi = HWd_m$ – магнитный поток через переход, H – приложенное внешнее магнитное поле, W – ширина перехода, d_m – магнитная толщина. Это означает, что максимальный бездиссипативный ток $I_c(H)$ через переход определяется периодической функцией $\sin \phi_0$, где $\phi_0 = \pi\Phi/\Phi_0$. Он затухает по мере увеличения магнитного поля, и обращается в ноль при каждом кратном значении Φ_0 (пунктирная кривая на Рис. 3, из работы [23]). Такое поведение сверхпроводящего тока соответствует периодическому входу в область слабой связи сверхпроводящих джозефсоновских вихрей, каждый из которых также переносит квант магнитного потока. Причем в отличие от абрикосовских вихрей, джозефсоновские не имеют нормального кора.

Экспериментально дифракционная фраунгоферовская картина для джозефсоновских переходов впервые была обнаружена Роуэлом в 1963 г. [24]. Впоследствии дифракция была широко изучена в переходах с различными барьерами и геометрией [25–28].

Нужно заметить, что такое поведение критического тока наблюдается только в переходах, где ширина слабой связи W больше магнитной длины $\xi_H = \sqrt{\Phi_0/H}$ (H – магнитное поле) или сопоставима с ней. В узких переходах ($W < \xi_H$) картина другая: в работе Angers et al. [29] впервые экспериментально было показано, критический ток монотонно затухает с увеличением магнитного поля в диффузных узких переходах Nb/Au/Nb и Al/Au/Al.

Теоретический анализ монотонного поведения критического тока диффузионных SNS-переходов был проведен Cuevas и Bergeret [23, 30]. Он основан на обсуждении возможности образования джозефсоновских вихрей в диффузном

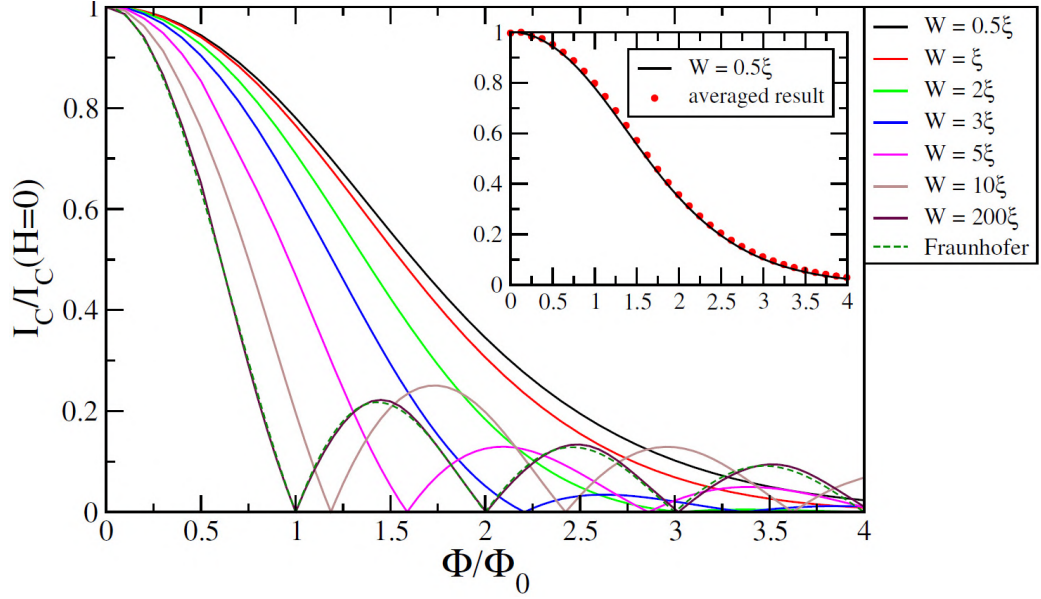


Рис. 3. Критический ток, нормализованный к значению для нулевого магнитного поля в зависимости от приведенного магнитного потока через переход для слабой связи с длиной $L = 8\xi$, идеальными интерфейсами, и разными значениями ширины контактов W . Пунктирная линия соответствует стандартной фраунгоферовской картине. Вставка соответствует сравнению реальных результатов и аппроксимации в пределе узкого перехода с $W = 0.5\xi$. Рисунок из работы [23].

нормальном металле, находящемся в контакте со сверхпроводниками.

В случае, если джозефсоновские переходы имеют поперечный размер больше магнитной длины $W \gg \xi_H$, происходит проникновение джозефсоновских вихрей в область слабой связи, как сказано выше.

Однако, если ширина перехода меньше или сопоставима с магнитной длиной $W \leq \xi_H$, имеет место так называемый режим узкого перехода, когда вхождение джозефсоновских вихрей в область слабой связи невыгодно. В этом случае внешнее магнитное поле может полностью проникать в переход, действуя как распаривающий фактор. В результате критический ток монотонно затухает с ростом магнитного поля, приложенного перпендикулярно образцу.

Прямое детектирование джозефсоновских вихрей и соответствие входа вихрей фраунгоферовской зависимости было проведено недавно с помощью магнитно-силовой микроскопии – MFM (Рис. 4) [31].

Далее более подробно будут рассмотрены особенности систем SNS и SFS

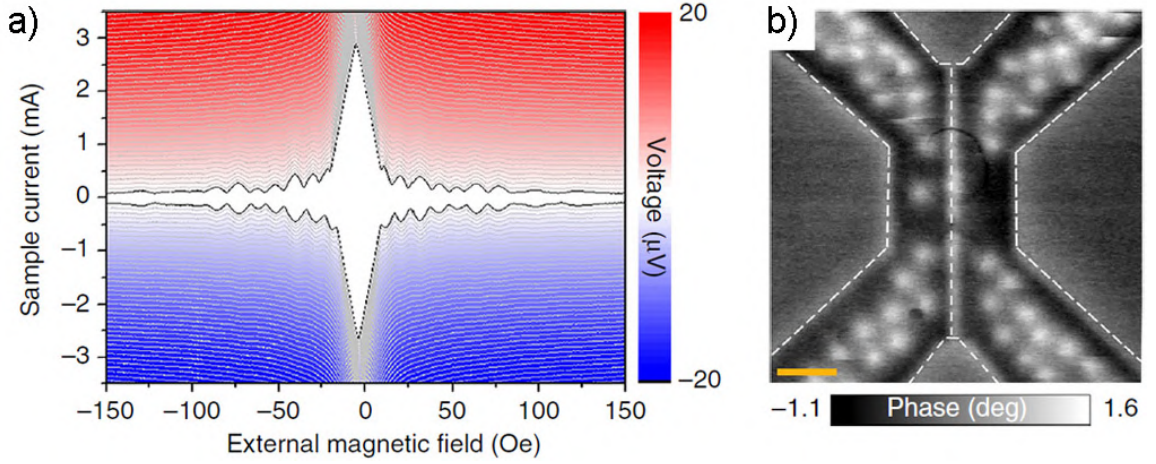


Рис. 4. а) Транспортные измерения фраунгоферовской зависимости на джозефсоновском Cu/Nb переходе (без влияния магнитного кантилевера). б) MFM фазовая карта при охлаждении образца в поле 90 Э. Белые точки соответствуют абрикосовским вихрям, запинингованным в сверхпроводящем слое. Черная дуга – отклик от вошедшего в область узкой слабой связи джозефсоновского вихря. Рисунки из работы [31].

джозефсоновских контактов.

1.2 Система сверхпроводник-нормальный металл

1.2.1 Основные свойства SNS переходов

Эффект Джозефсона в SNS переходах может быть объяснен с точки зрения корреляции сверхпроводящих волновых функций, индуцируемых в нормальном металле, и ухода куперовских пар из сверхпроводника в нормальный металл через SN-границу раздела (SN интерфейс).

При этом сверхпроводящие корреляции между электронами в диффузном нормальном металле могут наблюдаться на расстоянии порядка длины когерентности металла $\xi_N = \sqrt{\frac{\hbar v_{fN} l_e}{6\pi k_B T}} = \sqrt{\frac{\hbar D}{2\pi k_B T}}$ (v_{fN} – скорость Ферми электронов нормального металла, l_e – длина свободного пробега электронов, $D = v_{fN} l_e / 3$ – коэффициент диффузии, d_N – координата вглубь нормального металла) – Рис. 5. Они экспоненциально ($e^{-\xi_N/d_N}$) спадают вглубь нормального металла вблизи SN интерфейса. Разрушение наведенной сверхпроводимости в нормальном металле происходит только за счет тепловых флуктуаций. Уход сверхпро-

водящих пар в нормальный металл также приводит к понижению энергии щели Δ в сверхпроводнике на длине сверхпроводящей длины когерентности ξ_S (Рис. 5). Описанное выше явление, в целом, называется эффектом близости.

Уменьшение плотности куперовских пар в сверхпроводнике вблизи SN-интерфейса определяется параметром $\gamma = \rho_S \xi_S / \rho_N \xi_N$ (ρ_S и ρ_N – удельные сопротивления S и N металлов в нормальном состоянии). Параметром прозрачности барьера, определяющим скачок Ψ на SN интерфейсе (Рис. 5), является величина $\gamma_B = R_B / \rho_N \xi_N$ (R_B – сопротивление единицы площади SN границы).

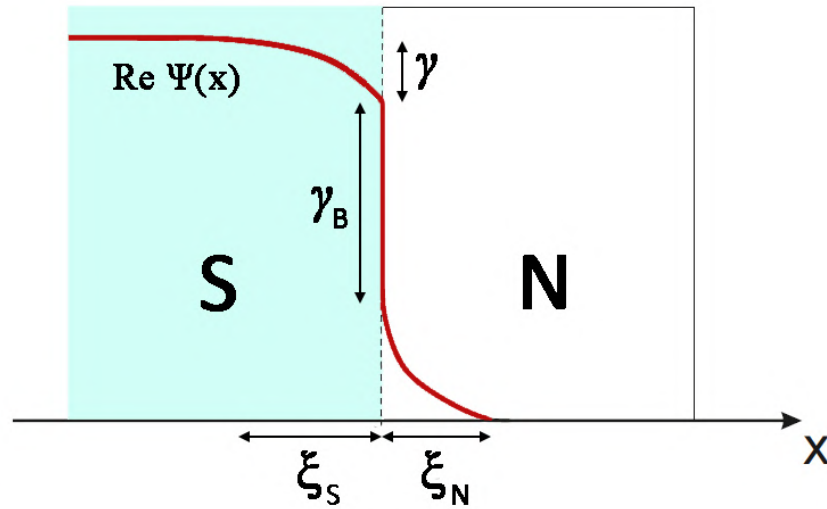


Рис. 5. Схематическое изображение проникновения сверхпроводящих волновых корреляций $\text{Re}\Psi(x)$ из сверхпроводника в нормальный металл на глубину когерентности нормального металла ξ_N . Здесь γ – коэффициент, характеризующий уменьшение количества куперовских пар в сверхпроводнике возле SN границы, γ_B – параметр, характеризующий прозрачность SN границы раздела.

Механизм переноса тока через интерфейс сверхпроводник-нормальный металл при низких температурах $k_B T < \Delta$ определяется процессом отражения квазичастиц от SN границы. Падающее возбуждение из нормального проводника с энергией меньше сверхпроводящей щели $E < \Delta$ не может непосредственно проходить в сверхпроводник, т.к. в области сверхпроводящей щели нет квазичастичных состояний.

На границе разделадвигающийся из нормального металла электрон будет связываться с другим соответствующим электроном из Ферми объема нормаль-

ного проводника, имеющим противоположный спин. Объединенные электроны образуют куперовскую пару, которая конденсируется в основном состоянии сверхпроводника. Результатом такого объединения является такое возникновение возбуждения с противоположным зарядом, которое отражается в нормальный металл в направлении, противоположном падающему на SN границу возбуждению и точно следует по его пути. Этот необычный процесс отражения называется андреевским отражением [32]. В случае джозефсоновского SNS перехода с двумя SN границами когерентный перенос пар связан с периодическими отражениями электронных возбуждений в дырочные и наоборот в электронные на двух интерфейсах. Фактически это механизм передачи $2e$ заряда (т.е. куперовской пары) из одного сверхпроводника в другой (Рис. 6).

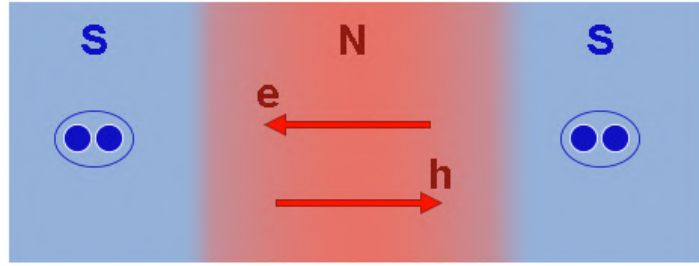


Рис. 6. Схематическое изображение процесса Андреевского отражения. Возбуждения с противоположными зарядами обозначены как e и h .

Критический ток в SNS переходе определяется величиной сверхпроводящей щели в S-берегах и характеристической энергией барьера из нормального металла – так называемой энергией Таулесса $E_{th} = \hbar D/L^2$, где D – коэффициент диффузии электронов в нормальном металле, L – длина слабой связи. При нулевой температуре критический ток $I_c(T = 0)$ определяется как $eR_N I_c = 2.07\Delta$ в случае коротких переходов ($L < \xi_S, \xi_N$, или $E_{th} > \Delta$), когда джозефсоновские характеристики системы определяются сверхпроводником, и $eR_N I_c(T = 0) = 10.82E_{th}$ (R_N – нормальное сопротивление SNS перехода) в случае длинного перехода, когда характеристики системы определяются нормальным металлом, т.е. длиной перехода и длиной когерентности в нормальном металле [33].

Говоря об электронном транспорте нужно выделить два режима: баллисти-

ческий (чистый предел) и диффузный (грязный предел). Баллистический перенос заряда в SNS переходе имеет место, когда длина слабой связи L такова, что электроны не рассеиваются между сверхпроводящими электродами ($L, \xi_N \ll l_e$, где l_e – длина свободного пробега электрона). В этом случае, однако, нормальное сопротивление перехода R_N часто определяется контактами, так как между N и S системами всегда существует барьер, например из-за оксидов на поверхностях SN границ и несоответствия кристаллических решеток и Ферми-скоростей сверхпроводника и нормального металла. В этом случае также говорят о диффузном режиме, и тогда для переходов с длинами гораздо меньшими, чем длины свободного пробега носителей, транспорт и проводимость определяются рассеянием носителей заряда, обусловленных фононным влиянием, рассеянием на границах, различием скоростей Ферми, структурными дефектами и примесными атомами.

1.2.2 SNS переходы: экспериментальные исследования

В последние годы активно исследуются джозефсоновские SNS контакты с планарной геометрией. Обычно такие структуры изготавливаются с помощью теневого напыления в одном вакуумном цикле [3, 34, 35].

Электронный транспорт в таких структурах достаточно хорошо изучен. Так, измерена зависимость критического тока от длины слабой связи [34, 35]. В работе [36] изучены неравновесные процессы в таких переходах и доказано, что гистерезис, обычно наблюдаемый в субмикронных SNS переходах, имеет тепловое происхождение, связанное с разницей температур электронов и фононов. Такая интерпретация эффекта должна выполняться прежде всего в коротких SNS-переходах, где плотность рассеиваемой мощности при переключении в резистивное состояние больше [35]. В случае джозефсоновских переходов на основе нанопроводов [37, 38], углеродных нанотрубок [39] или графена [40] плотность мощности, выделяемой при переключении, оценивается примерно в 1 нВатт/мкм^3 или выше (в то время как образцы, исследованные в рассматриваемой работе, характеризуются меньшей плотностью выделяемой мощности).

Наблюдаемый гистерезис в таких наноразмерных структурах также связан с электронным перегревом. Перегрев электронов использовался для объяснения результатов, например, в работе [41], где при понижении температуры появлялся гистерезис на вольт-амперных характеристиках джозефсоновских переходов Al/Cu/Al, изготовленных с помощью теневого напыления. Критический ток возврата при этом, в отличие от прямого критического тока, от температуры почти не зависел. Такое поведение объяснялось эффективным отводом тепла квазичастицами от нормальной части перехода через SN-границу. На зависимостях $I_c(T)$ этих SNS переходов также было обнаружено резкое скачкообразное повышение критического тока с понижением температуры. Это объяснялось включением при этих температурах в сверхпроводящую цепь перехода участков алюминиевых контактов, подавленных из-за эффекта близости при более высоких температурах.

В специально изготовленных планарных SNS структурах с дополнительными нормально-металлическими вводами для инжекции квазичастиц в S берега авторы [3] сравнивают критический ток SNS перехода, полученный стандартным четырехточечным методом, и «критический ток инжекции», при котором на SNS переходе возникает напряжение за счет проникновения неравновесных квазичастиц в один из сверхпроводящих электродов. Показано что критический ток инжекции в несколько раз превосходит обычный критический ток. Авторы объясняют это тем, что в этом нелокальном эффекте полный ток через джозефсоновский переход равен нулю, и при инжекции квазичастиц будет возникать встречный поток куперовских пар через SNS переход. Он компенсирует ток квазичастиц, пока не достигнет критического тока через переход. Обнаружено также, что «нелокальное напряжение», возникающее в этом случае на SNS переходе, имеет противоположный знак по сравнению с локальным экспериментом при том же направлении тока от источника. Наблюдаемый «критический ток инжекции» I_{inj} намного больше, чем обычный критический ток I_c , так как только небольшая часть квазичастичного тока от нормально-металлического инжектора достигает джозефсоновского SNS перехода из-за андреевского отражения на SN границах раздела и преобразования квазичастиц в пары между

инжектором и джозефсоновским переходом.

1.3 Система сверхпроводник-ферромагнетик

1.3.1 Основные свойства SFS переходов

Сосуществование таких антагонистических явлений, как сверхпроводимость и ферромагнетизм, является давним предметом обсуждения в физике твердого тела. Первоначально считалось, что они являются взаимоисключающими, так как спин-синглетные куперовские, проникающие в ферромагнетик, пары легко разрушаются под воздействием обменного потенциала, который стремится выстроить спины электронов пары в одном направлении. Однако, впоследствии было показано, что сверхпроводимость и ферромагнетизм могут сосуществовать при определенных обстоятельствах, демонстрируя интересные комбинированные эффекты. Обнаружить их можно, например, приведя тонкие пленки сверхпроводника и ферромагнетика в контакт.

В такой SF-системе коррелированные электроны в куперовской паре с противоположными направлениями спина, проникая в ферромагнетик, находятся под действием его обменного поля, которое по-разному влияет на энергию этих двух электронов. Это приводит к сдвигу энергии электронов и возникновению ненулевого импульса q куперовской пары [42]. В результате амплитуда сверхпроводящих корреляций пространственно осциллирует в ферромагнитном металле как $\cos(qx)$ при удалении от SF границы вдоль координаты x . Изменение знака амплитуды колебаний наведенной сверхпроводящей волновой функции в ферромагнетике приводит к периодическим $0-\pi$ изменениям разности фаз джозефсоновского SFS перехода при определенных длинах ферромагнитной слабой связи с периодом колебаний $2\pi\xi_F$. Такое осциллирующее поведение сверхпроводящего параметра порядка является аналогом так называемого состояния Ларкина-Овчинникова-Фульде-Феррела (LOFF) [43, 44] в магнитных сверхпроводниках. Пространственные осцилляции Ψ в ферромагнетике экспоненциально затухают с удалением от SF границы раздела с характеристической глубиной проникновения сверхпроводящей волновой функции в ферромагнетике

$\xi_F = \sqrt{\hbar D / (2E_{ex})}$ (E_{ex} – обменная энергия ферромагнетика), которая очень мала и составляет в обычных ферромагнетиках (Fe, Ni, Co) всего несколько нанометров (Рис. 7).

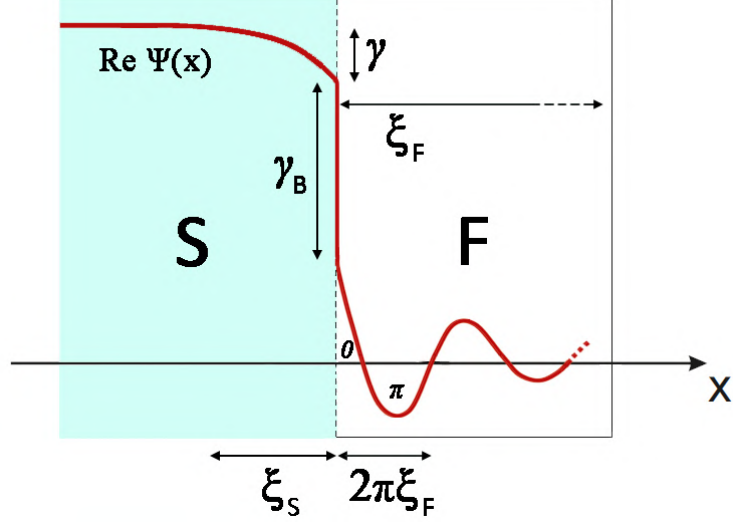


Рис. 7. Схематическое изображение проникновения сверхпроводящих волновых корреляций из сверхпроводника в ферромагнетик.

Существует количественная разница между длинами затухания сверхпроводящей волновой функции в чистых и диффузных ферромагнетиках. В чистом пределе длина затухания бесконечна при $T = 0$ [45] и ограничивается только упругим рассеянием на примесях [46] или спин-орбитальным рассеянием [42] и обычно превышает период пространственных осцилляций наведенного сверхпроводящего параметра порядка. В диффузном случае без учета спин-орбитального и спин-флип рассеяния при температуре $T = 0$ длина, на которой распадаются куперовские пары в ферромагнетике, точно совпадает с периодом осцилляций [47, 48]. В слабых ферромагнетиках, когда температура и обменное поле одинаково важны, величина затухания зависит как от наличия упругого и спин-флип рассеяния, так и от силы обменного поля. Когда температура понижается, длина затухания увеличивается, а период колебаний уменьшается.

В результате при определенных толщинах F-слоя и температурах параметр порядка в SFS переходе может стать положительным на одном сверхпроводящем электроде и отрицательным на другом. В этой ситуации реализуется джозефсоновский π -переход со спонтанным π -сдвигом разности фаз в его основном

состоянии [14].

1.3.2 SFS переходы: экспериментальные исследования

Экспериментально показано, что использование π -переходов может улучшать функциональность и упростить дизайн классических и квантовых схем. Идея ввести π -переходы в качестве пассивных инвертеров фазы в схемах быстрой одноквантовой логики (RSFQ) была предложена Устиновым и Каплуненко [49].

Такой подход позволяет использовать обычные туннельные SIS переходы для переноса квантов магнитного потока в логических ячейках и, таким образом, обеспечивать логическую функциональность схем, в то время как включение в ячейки инвертеров фазы позволяет заменять π -переходами относительно большую геометрическую индуктивность ячеек, необходимую для хранения квантов потока в обычных ячейках RSFQ логики и, следовательно, значительно уменьшить размер RSFQ схем. Одной из первых работ, где продемонстрирована применимость π -контактов в одноквантовой логике, стала работа [2]. В ней продемонстрировано функционирование нескольких типов сверхпроводящих цепей: цифровых RSFQ устройств и сверхпроводникового кубита, в которых применяются π -фазовращатели, реализованные с использованием сэндвич-технологии изготовления SFS структур. Цифровые π -RSFQ схемы основаны на одноквантовых элементах, которые являются масштабируемыми и совместимыми с обычной сверхпроводящей RSFQ электроникой на основе ниобия.

В φ -переходе, являющимся обобщением π -перехода с дважды вырожденным основным состоянием, джозефсоновская фаза принимает значения $+\varphi$ или $-\varphi$ ($0 < \varphi < \pi$) [50]. Это устройство фактически является «фазовой батареей», обеспечивающей произвольный фазовый сдвиг в замкнутых сверхпроводящих ячейках, которая способна спонтанно генерировать в них дробный поток $\varphi\Phi_0/2\pi$, где Φ_0 – квант магнитного потока.

Сверхпроводящие переходы с магнитной прослойкой также могут быть полезны для повышения производительности и уменьшения размеров сверхпрово-

дящей оперативной памяти. В работе [17] такие джозефсоновские SFS контакты были предложены для выполнения функций хранения и считывания данных. Посредством приложения импульсов магнитного поля (например, импульсов тока через сверхпроводящую линию записи) F-слой может быть намагничен в двух противоположных направлениях, или просто по-разному намагничен.

Подавая на джозефсоновский SFS переход магнитные импульсы разного знака, можно намагничивать и размагничивать F-слой, смещаясь за счет этого по фраунгоферовской зависимости критического тока. Если при этом через переход также приложен ток смещения выше критического тока одного магнитного состояния, но ниже другого, то при последовательной подаче магнитных импульсов разного знака будет происходить переключение SFS перехода из сверхпроводящего состояния (логического состояния «0») в резистивное состояние (логическое состояние «1») и обратно.

Глава 2. Технологические и экспериментальные методы

2.1 Введение

Изготовление и исследование сверхпроводящих систем на основе нанопроводов требует многоэтапного подхода с использованием разнообразного высокотехнологичного оборудования. Первым этапом подготовки структур является изготовление металлических нанопроводов методом темплатного электроосаждения с обязательным контролем качества с помощью сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Для структурирования контактов используется электронная литография и магнетронное напыление сверхпроводящего ниобия в высоком вакууме. Данная глава посвящена описанию всего технологического цикла работы: от изготовления гибридных сверхпроводящих структур на основе нанопроводов из нормальных металлов, ферромагнетиков и сегментированных нанопроводов, до методики изучения электронно-транспортных и магнитных свойств таких структур.

2.2 Подготовка пористых мембран анодного оксида алюминия к электроосаждению нанопроводов

Пористые мембраны (темплаты, матрицы) обычно используются в фильтрационных технологиях для разделения различных видов полимеров, коллоидных растворов, солей и т.д. Несмотря на то, что в целом мембраны проявляют гетерогенную пористость, некоторые их виды могут быть получены с хорошо определенными формами пор с узким распределением диаметров вплоть до нанометровых размеров. Примером таких мембран являются наноканальные структуры на стекле [51], мезопористые материалы [52], пористый кремний, полученный путем электрохимического травления кремниевых пластин [53]. Такие мембраны могут использоваться в качестве матриц для электрохимического роста нанопроводов с определенными диаметрами. В данной работе использованы

мембраны, изготовленные из анодированного Al_2O_3 [54, 55].

Поры такой матрицы могут иметь диаметр от 10 нм до 300 нм, с фиксированным размером в пределах одной матрицы и по всей длине поры. Длина пор может достигать нескольких десятков микрон. Такие мембраны получают двухстадийным процессом анодирования [56], в котором алюминиевая фольга анодируется в кислой среде в два этапа. Схематическое изображение этапов получения оксида алюминия с высокоупорядоченной структурой пор приведена на Рис. 8.

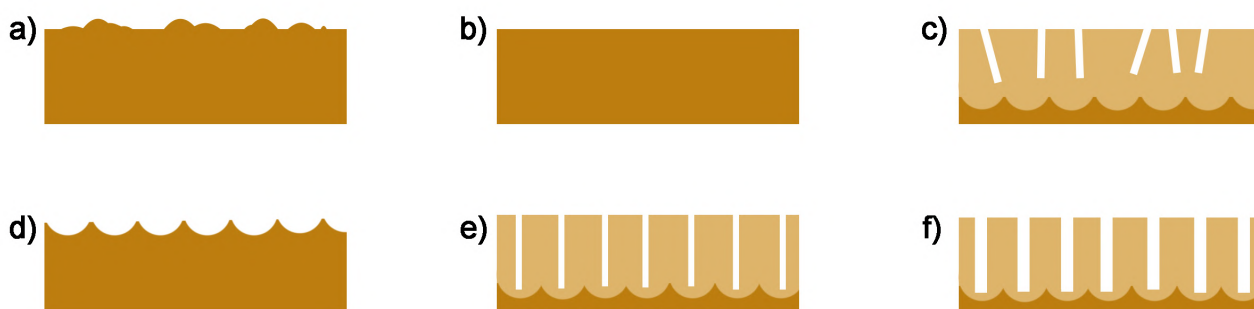


Рис. 8. Стадии изготовления пористой матрицы анодного оксида алюминия. а) Рост зерен оксида алюминия; б) полировка поверхности подложки; в) оксидирование подложки, образование пор; д) растворение слоя оксида алюминия и получение упорядоченной пленки чистого алюминия; е) анодное окисление для получения упорядоченных пор; ф) химическое травление мембраны для увеличения диаметра пор.

На первой стадии поверхность подложки из алюминия высокой чистоты (99,99 %, толщина 0.1 мм) очищают с помощью ацетона, а затем – травлением в смеси кислот HCl , HNO_3 и HF . Далее подложку отжигают при температуре 500 °С в течение трех часов для роста зерен металлического алюминия (Рис. 8а). Увеличение размера зерен приводит к увеличению размеров областей упорядочения в пористой пленке. Для уменьшения шероховатости поверхности Al проводят механическую или электрохимическую полировку в смеси 1/4 HClO_4 и 3/4 $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ (Рис. 8б), этот процесс также способствует увеличению упорядоченности пленки. После подготовки поверхности проводят первое анодное окисление алюминия. В начале процесса образующиеся поры малоупорядочены (Рис. 8с). Однако в результате сил отталкивания между соседними порами в течение длительного первого окисления происходит самоупорядочение

пористой структуры. В результате на границе раздела оксид/металл образуется периодическая структура гексагональных пор в Al_2O_3 . После первого анодного окисления пленку оксида алюминия растворяют в смеси $\text{CrO}_3/\text{H}_3\text{PO}_4$, при этом слой чистого алюминия остается нетронутым. Таким образом получается реплика нижней части оксидной пленки, имеющей упорядоченную структуру (Рис. 8d). В результате последующего анодного окисления при тех же условиях, что и при первом окислении, удается получить пленку оксида алюминия с высокой степенью упорядочения пор (Рис. 8e). При необходимости диаметр пор можно равномерно увеличить по всей длине отверстия химическим травлением мембраны, например, в 0.5 – 1 М фосфорной кислоте (Рис. 8f).

Для электрохимического осаждения металла в поры мембраны из оксида алюминия на одной из ее сторон с помощью магнетронного напыления наносится слой золота или меди толщиной 300 нм. Этот слой служит в качестве катода в электрохимической ячейке. Для роста всех нанопроводов выбирались такие условия роста (будут описаны ниже), чтобы степень и однородность заполнения матрицы металлом была высокой (Рис. 9). Матрицы и металлические нанопровода, речь о которых пойдет далее, изготавливались нашими коллегами химическом факультете МГУ.

2.3 Электроосаждение и характеристика металлических нанопроводов

В данном параграфе описаны режимы электроосаждения нормальных (медных и золотых), ферромагнитных (никелевых и кобальтовых) и сегментированных нанопроводов Au/Ni , а также приведены данные по контролю их качества. Принцип электроосаждения един для всех видов нанопроводов, описанных в данной работе, отличаются только электролиты осаждения. Подробно процесс будет описан только для случая медных нанопроводов, для остальных видов приведены некоторые конкретные детали изготовления.

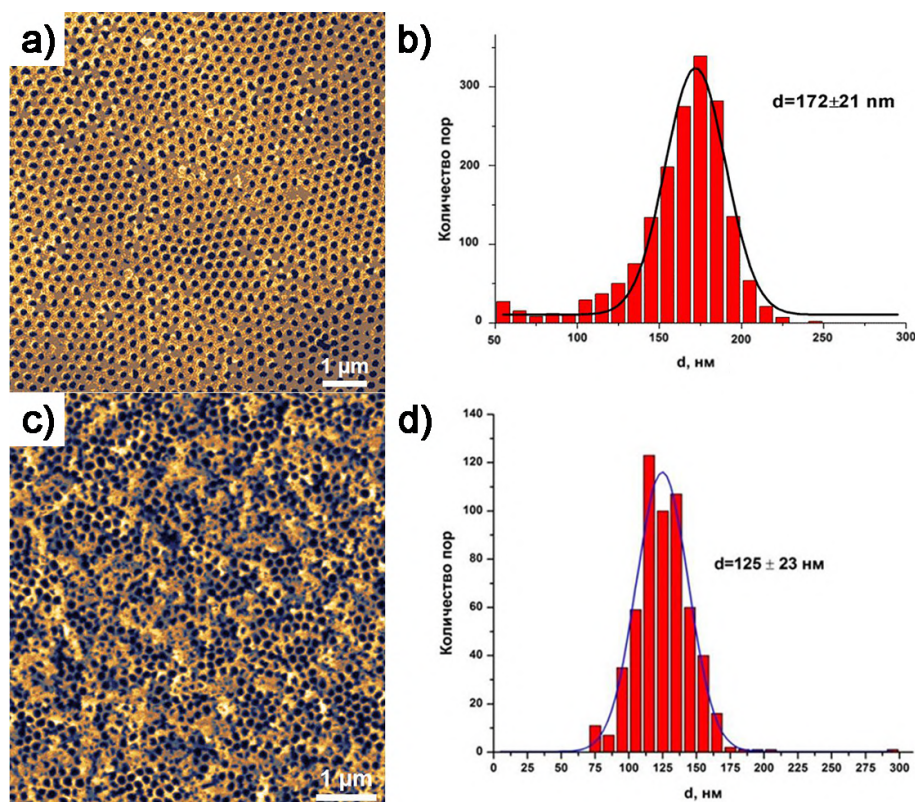


Рис. 9. а) СЭМ-изображение нижней части мембраны; б) график распределения диаметров пор в нижней части мембраны; с) СЭМ-изображение верхней части мембраны д) график распределения диаметров пор в верхней части мембраны.

Медные нанопровода

Электроосаждение меди проводилось в трехэлектродной ячейке в потенциостатическом режиме из электролита 1 М CuSO_4 , 0.5 М H_2SO_4 , 0.01 М HCl при потенциале 0.05 В относительно насыщенного хлорсеребряного Ag/AgCl электрода сравнения. В качестве вспомогательного электрода использовался платиновый электрод, расположенный параллельно плоскости рабочего электрода. Электроосаждение останавливалось в момент, когда медь выходила на поверхность пористой матрицы.

После электроосаждения золотой катодный контакт на темплате удалялся в 10% растворе брома в метаноле. Для извлечения нанопроводов матрицу растворяли. Для этого ее помещали на несколько часов в щелочной раствор, содержащий 3 М NaOH и несколько капель раствора метилена синего. Также раствор содержал 0.4 М глюкозы, которая легко окисляется в растворенном

кислороде, что приводит к понижению его концентрации в растворе и меньшей деградации нанопроводов в активной среде. Метилен синий играет роль катализатора процесса окисления глюкозы. Кроме того, хорошо известно, что в отсутствие кислорода он становится прозрачным под воздействием глюкозы, поэтому изменение цвета раствора служило индикатором изменения концентрации кислорода.

После полного растворения матрицы образцы промывались путем декантации свежим щелочным раствором, а затем несколько раз деионизированной водой для установления нейтральной кислотности раствора. Наконец, нанопровода промывали изопропиловым спиртом, высушивали в вакууме и затем в ультразвуковой ванне изготавливали суспензию с изопропанолом в качестве растворителя.

Структура и морфология нанопроводов были охарактеризованы с помощью просвечивающей электронной микроскопии и сканирующей электронной микроскопии. Медные нанопровода обладали крупнокристаллической структурой с размером зерен, превышающим размер апертуры при съемке электронной дифракции. Типичная картина электронной дифракции с одиночного нанопровода представлена на Рис. 10, она является характерной для монокристаллов и представляет собой набор симметрично расположенных точечных рефлексов. После месяца стояния суспензии медных нанопроводов в гептане наблюдалось окисление поверхности меди с образованием крупнокристаллических фрагментов оксида меди толщиной 10 – 30 нм.

Золотые нанопровода

Для электроосаждения золотых нанопроводов использовали цитратный электролит осаждения 10 г/л Экомет - 04зг, позволяющий работать при комнатной температуре. Электроосаждение проводили с перемешиванием 200 об/мин. Потенциал осаждения составлял -1.0 В (относительно насыщенного электрода AgCl/Ag). Для завершения синтеза ждали резкого повышения тока, сигнализирующего о выходе металла на поверхность.

Полученные нанопровода содержат протяженные монокристаллические участ-

ки длиной около 0.5 мкм, разделенные границей около 50 нм (Рис. 11).

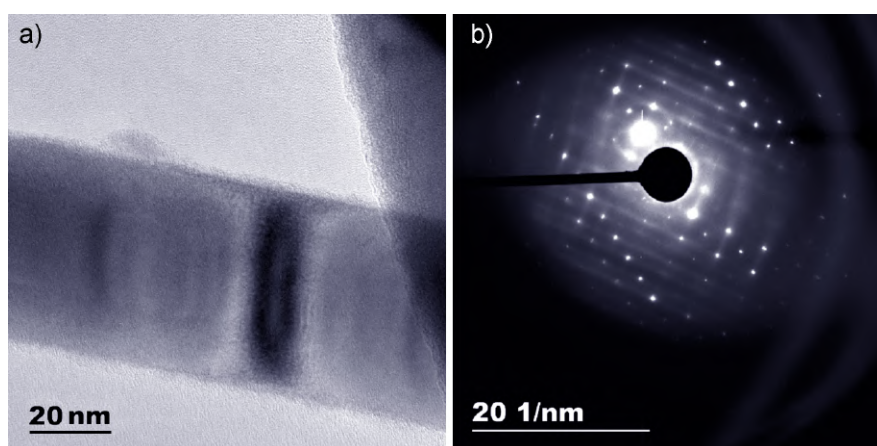


Рис. 10. Фотография ПЭМ (а) и картина электронной дифракции (b) для медного нанопровода.

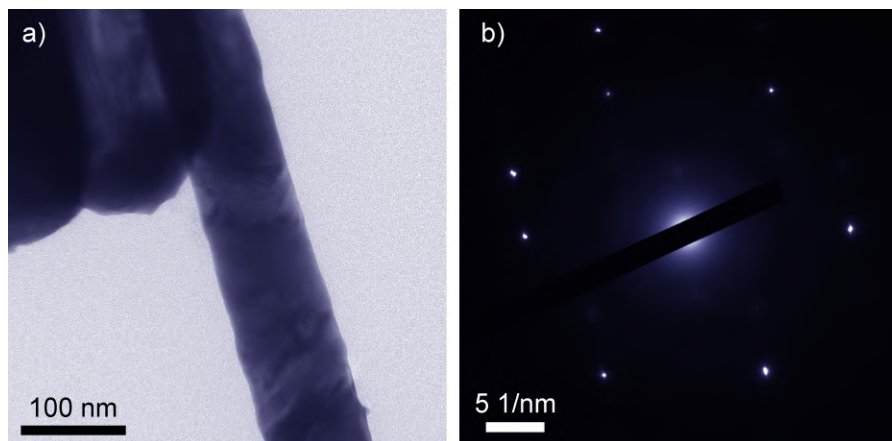


Рис. 11. Фотография ПЭМ (а) и картина электронной дифракции (b) для золотого нанопровода.

Никелевые нанопровода

Электроосаждение никеля проводилось в трехэлектродной тефлоновой электрохимической ячейке с использованием электролита, содержащего 0.6 M NiSO_4 , 0.1 M NiCl_2 и 0.3 M H_3BO_3 при комнатной температуре и постоянном потенциале осаждения -0.9 В по сравнению с Ag/AgCl электродом сравнения.

Просвечивающая электронная микроскопия и электронная дифракция выбранной области выявили поликристаллическую структуру нанопровода (см. Рис. 12а). Средний размер отдельных монокристаллических зерен близок к

диаметру нанопровода, но в некоторых случаях он может превышать 500 нм. Естественный оксид толщиной 4 нм покрывает поверхность нанопроводов Ni и защищает металл от дальнейшего окисления. Стоит отметить, что состав и структура нанопровода остаются неизменными при их хранении в суспензии в течение нескольких месяцев.

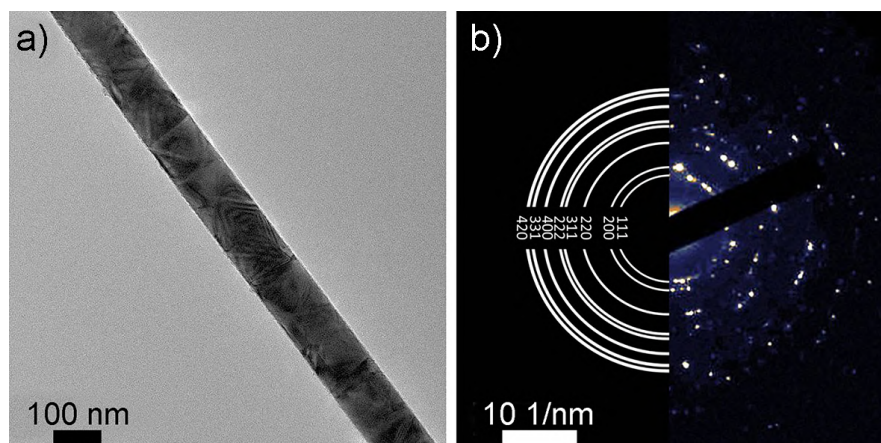


Рис. 12. Данные просвечивающей микроскопии (а) и электронной дифракции (б) для одиночной никелевой нанопроволоки.

Кобальтовые нанопровода

Процесс изготовления кобальтовых нанопроводов идентичен прежде описанному методу. Для осаждения нанопроводов был использован электролит, содержащий 1.3 М CoSO_4 и 0.65 М H_3BO_3 .

Полученные нанопровода покрыты аморфной пленкой по всей длине, их структура неоднородна по всей длине. Нанопровода имеют длинные монокристаллические участки длиной до 1 мкм (см. Рис. 13), и прерываются неоднородными короткими сегментами длиной 50 – 150 нм. Эти сегменты характеризуются дифракционной картиной, которая получается от наложения нескольких монокристаллических дифракций друг на друга, но с небольшим поворотом, то есть данные сегменты содержат малоразориентированные кристаллиты.

Сегментированные нанопровода

Существует два способа получения сегментированных нанопроводов, состоящих из чередующихся слоев: из смешанного электролита с чередованием усло-

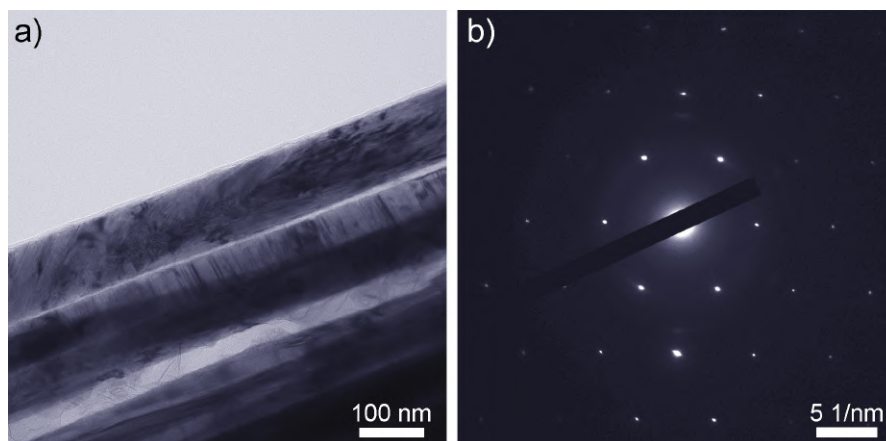


Рис. 13. Данные просвечивающей микроскопии (a) и электронной дифракции (b) для кобальтовых нанопроводов.

вий осаждения [57–62] и из индивидуальных электролитов с циклическим изменением растворов и условий электрокристаллизации [63]. В первом случае при осаждении из смешанного электролита невозможно получить слои из чистого менее благородного металла, находящегося в растворе вместе с ионами более благородного металла. При использовании второго способа осаждения такой проблемы не возникает, однако данный метод является довольно трудоемким при отсутствии автоматизации процесса.

В данной работе изготовление сегментированных нанопроводов производилось в пористых мембранах оксида алюминия с помощью роботизированной системы, которая позволяет послойно осаждать слои металлов с четко заданной длиной без смешения электролитов. Этот способ позволяет воспроизводимо формировать металлические нанопровода со слоистой структурой и четкой границей между слоями. Важно отметить, что данная методика, помимо прочего, позволяет осаждать сегменты, используя несовместимые между собой электролиты.

Роботизированная система [A4] представляет собой консоль с емкостями электролитов и промывочными растворами, моторизированное устройство для перемещения рабочего электрода и источник постоянного тока (не представлен на схеме). Схема приведена на Рис. 14.

Моторизированное устройство позволяет по заданной программе переносить

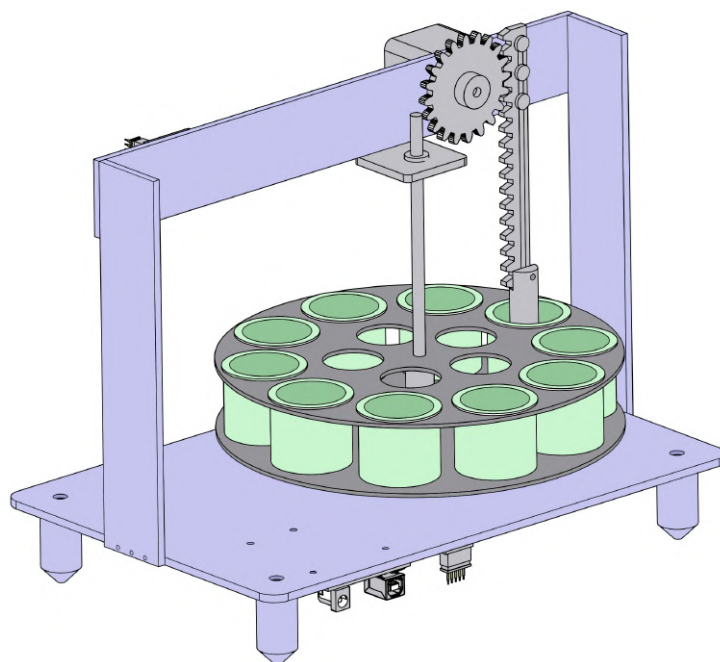


Рис. 14. Конструкция установки для электрохимического получения слоистых металлических нанопроводов.

рабочий электрод из емкости в емкость от 2 до 10000 раз и выдерживать его в них в течение интервала времени от 0.1 до 10000 секунд. В таких условиях возможно осадить слой металла толщиной от 0.1 до 5000 нм. Работа реализована на основе шаговых двигателей. Это позволяет перемещать рабочий электрод в латеральных направлениях и по вертикали, обеспечивая возможность опускать и извлекать рабочий электрод в/из растворов.

Для управления осаждением используют компьютер со специальным программным обеспечением, способным в процессе электроосаждения считывать ток, определять протекший заряд и ограничивать рост металла на каждой стадии как по заданному времени, так и по заданному заряду. При этом управление положением электродов и их потенциалами синхронизировано между собой. Такой подход обеспечивает точный контроль толщины осажденного металла на уровне не хуже, чем 0.5 нм.

Удобной парой для изготовления сегментированных нанопроводов оказались золото и никель, так как разница между их атомарными массами позволяет хорошо различить сегменты таких металлов с помощью СЭМ. На Рис. 15 показано СЭМ-изображение массива сегментированных нанопроводов и схема-

тическое изображение нанопровода: длина золотых участков составляет около 300 нм, длина никелевых слоев составляет 7, 16 и 25 нм.

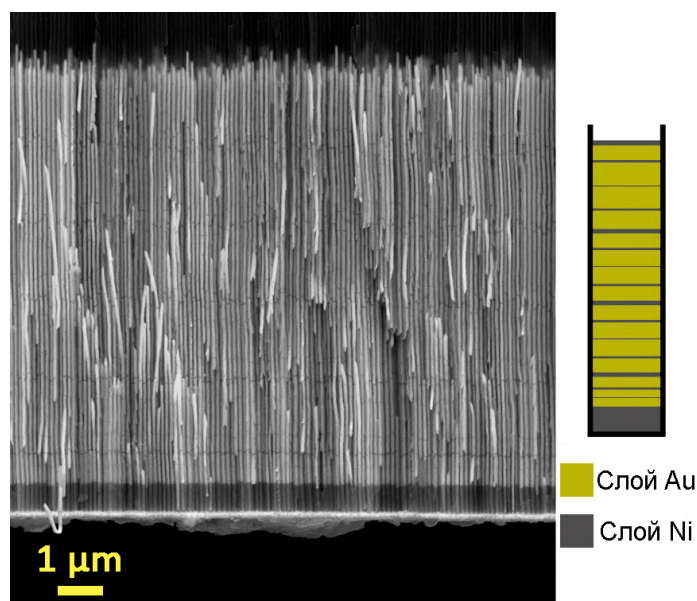


Рис. 15. СЭМ-фотография массива сегментированных нанопроводов и схематическое изображение одного такого нанопровода. Длина золотых участков составляет около 400 нм, длина никелевых слоев варьируется от 7 нм до 25 нм.

2.4 Технология изготовления сверхпроводящих структур на основе нанопроводов

Подготовка рабочей подложки

Для изготовления сверхпроводящих структур на основе нанопроводов в качестве подложки был использован оксидированный кремний (Si/SiO_2) со слоем оксида 270 нм. На чипе с помощью электронной литографии была сформирована координатная сетка для последующего определения положения нанопроводов на подложке, представляющая собой матрицу из крестов с указанными координатами по осям x и y . Размер маркеров составлял 10 мкм, а расстояние между их центрами – 90 мкм. Эти метки металлизировались ниобием с помощью магнетронного напыления (Рис. 16а).

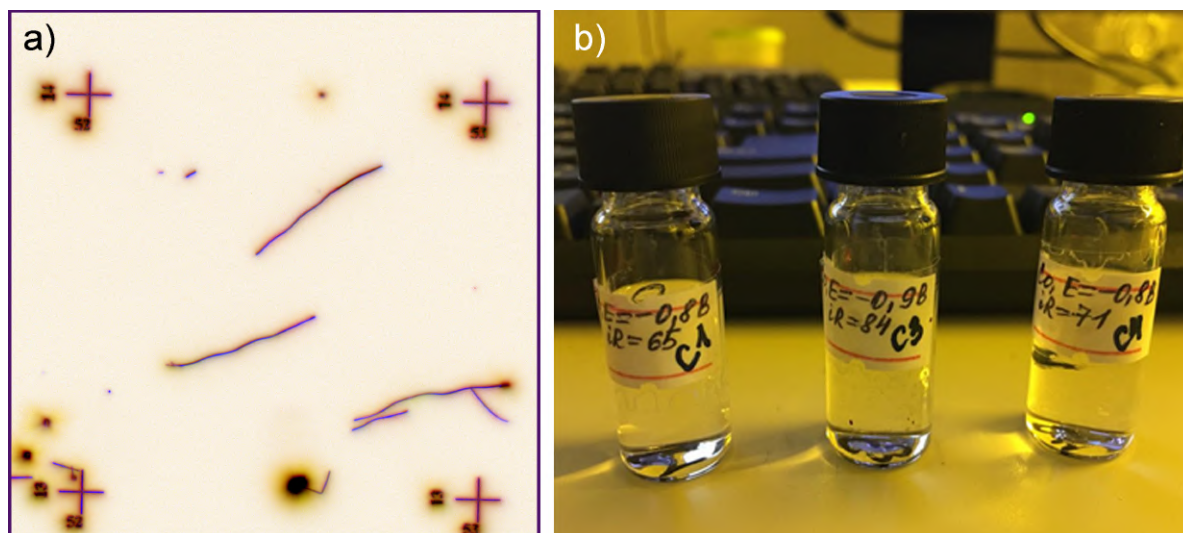


Рис. 16. а) Фотография рабочего поля координатной сетки на чипе с маркерными знаками и нанесенными нанопроводами. б) Фотография капсул с суспензиями нанопроводов.

Работа с суспензией

Суспензия с нанопроводами (Рис. 16б) помещалась на несколько секунд в ультразвуковую ванночку для равномерного распределения нанопроводов в растворе, затем капля суспензии наносилась на одним из двух способов: либо с помощью центрифугирования, либо капля наносилась на чип и через несколько минут, когда нанопровода оседали на подложку, промывалась в изопропанол. Затем образец покрывался двухслойным электронным резистом А3 и А5 РММА, имеющих различную чувствительность, или двумя слоями резиста А4 РММА. Каждый слой после нанесения запекался на хотплеките 10 минут при температуре 120 °С.

Структурирование контактов

Для того, чтобы разработать дизайн структуры с нанопроводом, необходимо было привязать нужный объект к координатам. Координаты выбранных на подложке нанопроводов определялись с помощью оптического микроскопа. После отбора наилучших экземпляров в среде AutoCAD изготавливался чертеж контактных подводов к нанопроводам. Пример геометрии типичной структуры представлен на Рис. 17. Полученный чертеж конвертировался в формат, совместимый с программным обеспечением электронного микроско-

на JEOL JSM-7001F, оснащенного дополнительным литографическим модулем фирмы XENOS SC Tech. GmbH (в ИФТТ РАН), или в формат, подходящий для электронного литографа Crestec Cable 9000, находящегося в ЦКП МФТИ. Затем происходило формирование структуры в резисте электронным пучком, доза составляла 400 мкКл/см^2 при токах электронного луча 400 пА для тонких структур и 5000 пА для контактных площадок. Проявление структуры под lift-off процесс осуществлялось в предварительно подготовленном растворе метил изобутил кетона и изопропилового спирта 1:4.

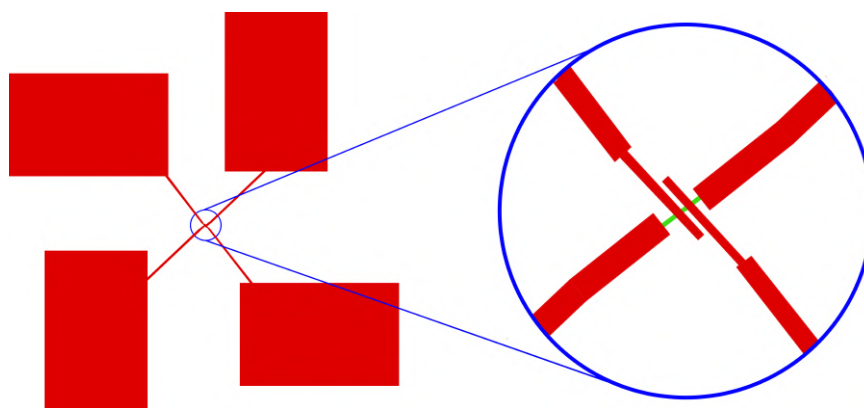


Рис. 17. Геометрия типичной структуры S/NW/S – общий вид и увеличенное изображение. Красным показаны сверхпроводящие подводящие электроды и контактные площадки, зеленая линия на увеличенном изображении – нанопровод.

Напыление сверхпроводящего ниобия

Следующим этапом было металлизирование сверхпроводником маски из электронного резиста (засвеченных контактов, подведенных к нанопроводу), в сверхвысоковакуумной магнетронной установке (Рис. 18). В качестве сверхпроводника был выбран ниобий, т.к. он имеет высокую критическую температуру и большую энергетическую щель, что позволяет работать с большими длинами слабой связи. Перед изготовлением экспериментальных образцов ниобий был охарактеризован на тестовых сверхпроводящих мостиках: температура сверхпроводящего перехода составляла 8.6 К, отношение сопротивлений $R_{295K}/R_{10K} \approx 10$, что свидетельствует о высокой чистоте ниобия.

Предварительный вакуум в камере напыления составлял $p_0 = 2 \cdot 10^{-9}$ мбар. Важно отметить, что перед напылением сверхпроводника подложка с нанопро-

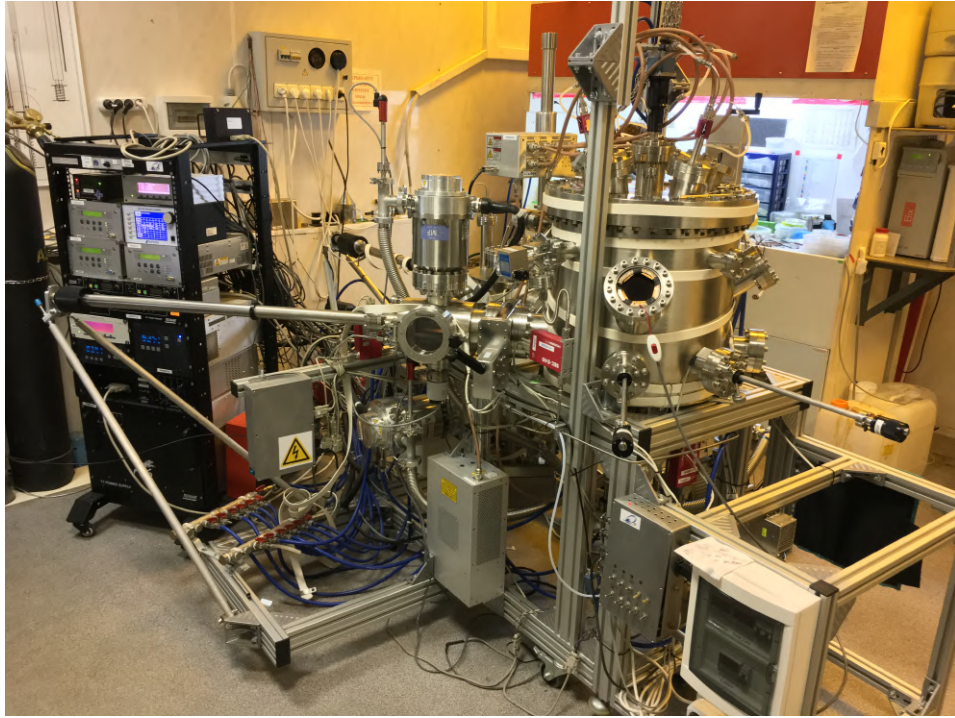


Рис. 18. Сверхвысоковакуумный комплекс магнетронного и электронно-лучевого напыления.
Разработан и собран Столяровым В.С.

водами подвергалась травлению в аргоновой плазме для очищения поверхности нанопроводов от оксида. Параметры предочистки: $P = 60$ Вт (отраженная мощность $P_{refl} = 0$ Вт), $\text{PowerStep} = 10$, $V_{DC} = 490$ В, $p_{Ar} = 2.15 \cdot 10^{-2}$ мбар, травление тремя порциями по 20 секунд с паузой между процедурами 180 секунд. За такое время стравливается примерно 5–15 нм поверхностного слоя. Толщина стравленного слоя зависит от материала нанопровода. На Рис. 19а,b представлены СЭМ-изображения, где желтым эллипсом обозначены места с видимыми результатами травления нанопроводов.

После травления образца происходило напыление сверхпроводящего ниобия. Для экспериментальных образцов толщина напыляемого металла выбиралась исходя из среднего диаметра нанопроволок и составляла 240 нм. Параметры напыления: $p_0 = 8.6 \cdot 10^{-9}$ мбар, $P = 200$ Вт ($P = 5$ Вт), $V_{DC} = 195$ В, $p_{Ar} = 4.3 \cdot 10^{-3}$ мбар, скорость напыления $V = 0.2$ нм/с. Необходимо отметить, что так как мишени магнетрона расположены под углом к столику, где располагается образец, для лучшего облегания напыляемого металла был использован наклонный столик (Рис. 19с).

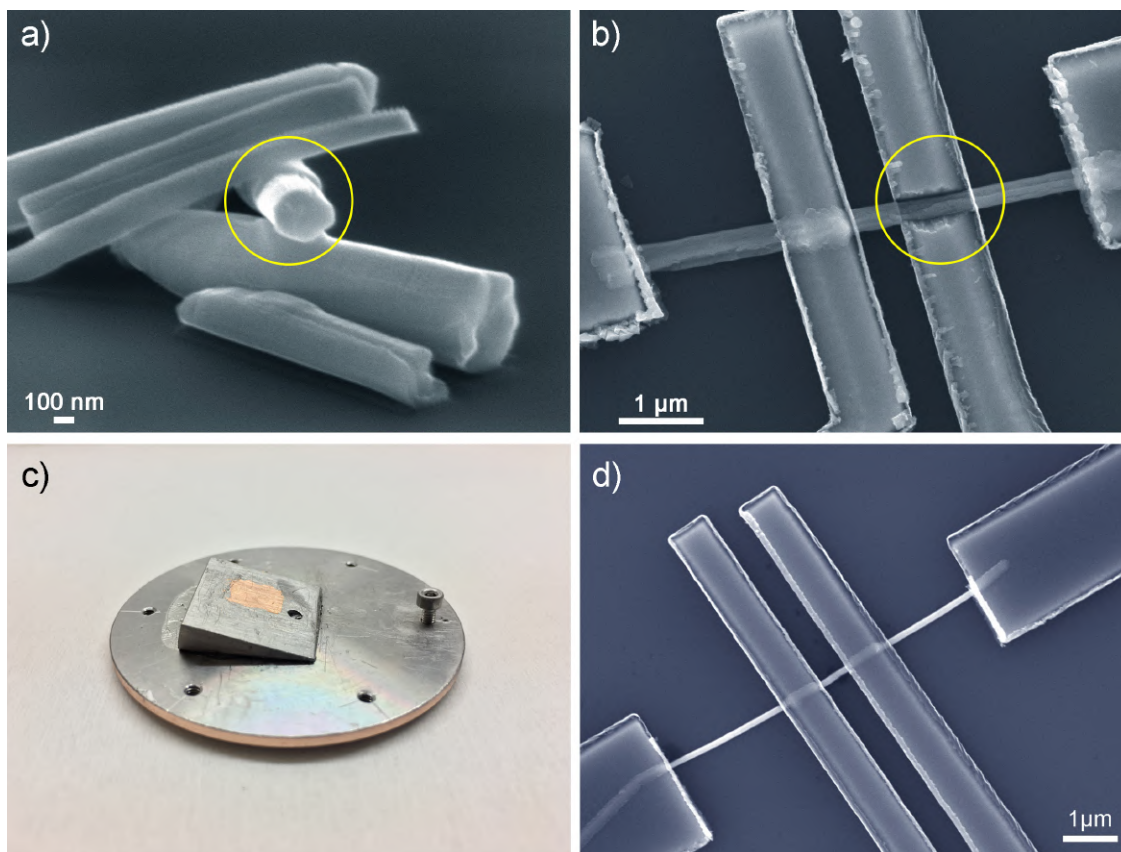


Рис. 19. (а) СЭМ-изображение нанопроводов, подвергшихся ионному травлению. Фото сделано под углом. (b) СЭМ-изображение структуры на основе нанопровода. Отслоившийся с потенциального контакта ниобий обнажает протравленный нанопровод. На обоих рисунках желтым эллипсом отмечены места, где заметны результаты травления. с) Наклонный столик для магнетронного напыления ниобия. d) Пример СЭМ-изображения структуры на основе нанопровода.

Используя приведенные выше технологические процессы, были изготовлены планарные сверхпроводящие структуры на основе нанопроводов. Пример такой Nb/NW/Nb структуры представлен на Рис. 19d.

2.5 Проведение низкотемпературных электронно-транспортных измерений

Для того, чтобы изучить электронно-транспортные свойства сверхпроводящих структур, каждый экспериментальный образец монтировался на держатель для низкотемпературных измерений. С помощью микросварки (бондиро-

вания) контакты на чипе соединялись с контактами на держателе с помощью алюминиевых нитей для пропускания тока через образец и измерения напряжения (Рис 20).

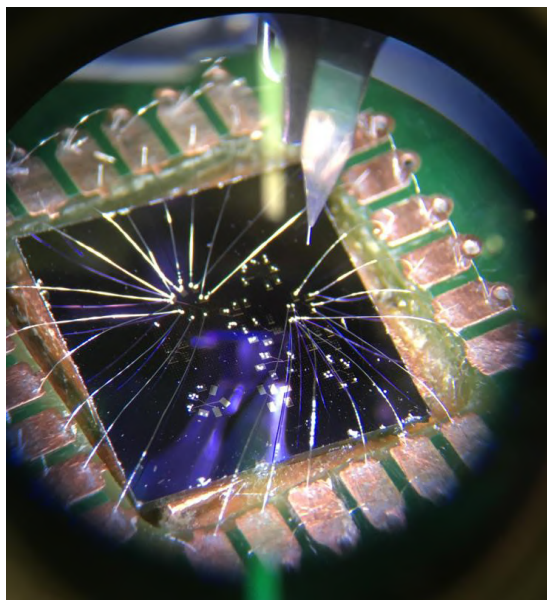


Рис. 20. Фотография чипа с джозефсоновскими структурами на основе нанопроводов на держателе с разводкой алюминиевых проводов (бондов).

Транспортные измерения образцов проводили в криостате растворения Blue Force LD250 вплоть до температур 0.02 K и в стандартном заливном криостате He^4 при гелиевых температурах (вплоть до температуры откачки жидкого гелия 1.2 K). Кроме того, He^4 криостат был оборудован сверхпроводящим соленоидом с максимальным магнитным полем 1.4 T. Криогенная вставка для этого криостата оборудована двумя сменными держателями образца, позволяющими проводить измерения как в продольном магнитном поле, так и в поперечном. Все установки оборудованы низкотемпературными RC-фильтрами для прецизионных DC-измерений.

Глава 3. Исследование джозефсоновских контактов на основе нанопроводов из нормальных металлов

3.1 Введение

Низкоразмерные материалы, такие как нанопровода и нанотрубки, являются возможными будущими компонентами для электроники следующего поколения. Чтобы компоненты наноэлектроники обладали необходимыми для нее параметрами, наноструктурам прежде всего требуется хорошая электропроводность и устойчивость к электрическим и механическим воздействиям.

Высокую электропроводность могут обеспечить такие металлы как золото, серебро, медь. Например, было обнаружено, что удельная проводимость нанопроводов из золота диаметром от 100 до 200 нм близка к объемной, если нанопровода монокристаллические [64]. Золотые нанопровода диаметром 9 нм могут нести токи до 250 мкА при плотности тока разрушения нанопровода $3.5 \cdot 10^8$ А/см² [65]. Поликристаллические нанопроволоки Au диаметром 55 нм также демонстрируют высокую плотность тока разрушения $4.94 \cdot 10^8$ А/см² [66].

Показано, что зависимость сопротивления от температуры Au и Cu нанопроводов [64, 67, 68] имеет металлическое поведение, будучи достаточно линейной от 300 до 30 К с остаточным сопротивлением ниже 30 К. Резистивное поведение нанопроводов из серебра диаметром около 70 нм [69] отличается от объемного: объемное сопротивление примерно на 4% ниже, чем у таких нанопроводов при комнатной температуре. По мере снижения температуры разница становится более выраженной. Предполагается, что за наблюдаемые различия ответственны, в основном, структурные дефекты в нанопроводах.

Известно также, что уменьшение размеров элементов до квазиодномерных приводит к увеличению удельного сопротивления из-за усиления поверхностного рассеяния. Измерения на отдельных нанопроводах, изготовленных из Ag, Cu, Ni и Au, показали, что нанопроволоки имеют большее удельное сопротивление,

чем объемные аналоги, что объясняется увеличением рассеяния на поверхности или на границах зерен [69].

Подробное исследование зависимости удельного сопротивления нанопроволок от их размеров было проведено Steinhoggl et al. [71, 72]. Авторы исследовали медные нанополоски шириной от 40 до 800 нм, и толщиной 50 – 230 нм изготовленные методами электронной литографии и электрохимического заполнения структурированных полосок. Исходя из данных просвечивающей микроскопии было обнаружено, что размер зерна линейно увеличивается с увеличением ширины до тех пор, пока он не достигнет значения около 320 – 400 нм. При обсуждении экспериментальных данных авторы использовали комбинированную модель рассеяния на поверхности и на границах зерен. Они обнаружили, что для более широких структур поверхностное рассеяние доминирует над зернограничным рассеянием. Утверждается, что это связано с тем, что структуры ведут себя как тонкие пленки, где предельным размером для эффективного свободного пробега электронов является толщина пленки (50 – 230 нм) и среднее расстояние между границами зерен (320 – 400 нм). Для узких структур вклад поверхностного рассеяния и рассеяния на границах зерен примерно одинаковый, так как средний размер зерна ограничен боковыми геометрическими размерами.

Отдельно необходимо упомянуть о сверхпроводящих свойствах структур, изготовленных на основе нанопроводов из нормальных металлов и сверхпроводящих контактов. Во множестве работ в качестве методики подвода сверхпроводящих контактов используется техника фокусированного ионного пучка (FIB). FIB – это метод по контролируемому осаждению материалов посредством впрыска металлоорганического газа в ионный пучок вблизи поверхности образца [73]. Нет однозначного мнения насчет того, справедливо ли использование метода FIB при изготовлении наноструктур. Дело в том, что существует возможность перераспыления материала вне запланированной рабочей геометрии, а также изменения поверхностного состояния структуры под ионным пучком [74]. Так например, Kompaniets et al [75] изучали индуцированную сверхпроводимость в медных и кобальтовых нанопроводах, сверхпроводящие кон-

такты к которым изготавливались при помощи FIB. В этой работе показано, что ионно-лучевой способ изготовления подводящих контактов вносит большой дополнительный вклад в сопротивление медных нанопроводов.

Таким же способом изготавливались сверхпроводящие (вольфрамово-галлиевые) контакты к золотым нанопроводам и в работе [76]. Структуры демонстрируют резкий температурный переход в сверхпроводящее состояние, в то время как структуры с более длинными нанопроволоками имеют конечное сопротивление при самых низких температурах измерения. Нанопровода с промежуточной длиной имеют два разных перехода. Показано существование периодических осцилляций на зависимости сопротивления от температуры во внешних магнитных полях. Предполагается, что эти результаты обусловлены наличием области с небольшой сверхпроводящей щелью вблизи центра нанопровода, который приводится в несверхпроводящее состояние температурой или внешним магнитным полем. Вероятно, это как раз связано со способом изготовления сверхпроводящих контактов с помощью FIB и «подпыления» W/Ga в область слабой связи.

В смысле определенной геометрии сверхпроводящих контактов работа Jung et al [77] представляется нам более честной, так как к золотым нанопроводам подведены алюминиевые контакты, изготовленные при помощи электронной литографии, что исключает паразитное перераспыление материалов (Рис. 21a). Критический ток на представленных Al/Au/Al структурах составил от 10 до 50 мкА в зависимости от длины слабой связи (740 – 280 мкм) при температуре 260 мК (Рис. 21b). На границе раздела между нормальным металлом (Au) и сверхпроводником (Al) образуются очень хороший интерфейс, прозрачность которого стремится к единице. Такая высокая прозрачность приписывается монокристалличности Au нанопровода и образованию безоксидного контакта между Au и Al. Подщелевые особенности дифференциальной проводимости хорошо объясняются когерентным множественным андреевским отражением – отличительной чертой мезоскопических джозефсоновских контактов. Эти наблюдения показывают, что монокристаллические золотые нанопровода могут быть использованы для разработки новых квантовых устройств, использующих ко-

герентный электрический транспорт.

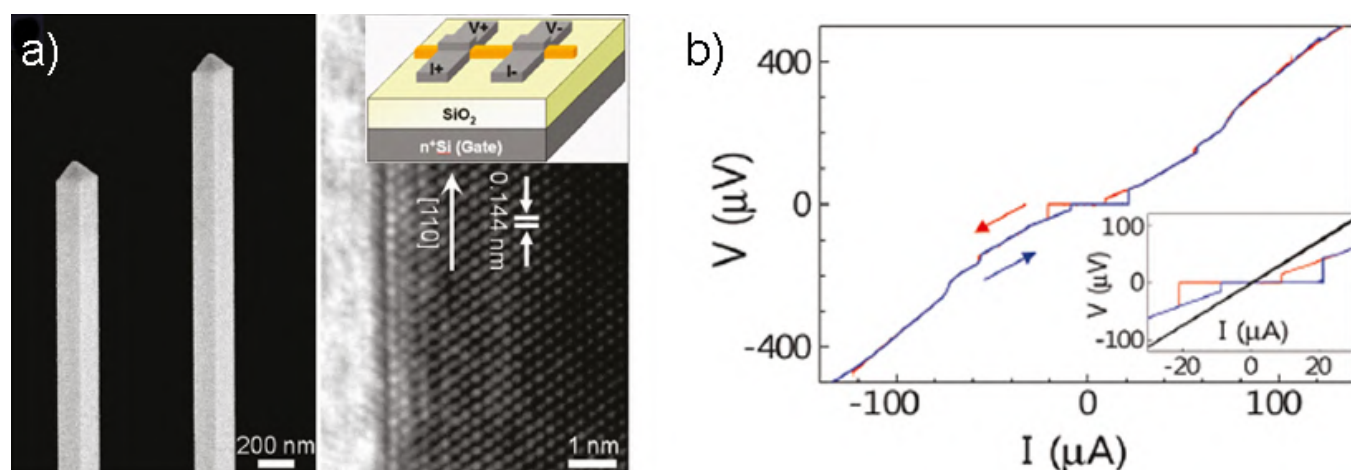


Рис. 21. (а) СЭМ и ТЭМ изображения золотых монокристаллических нанопроводов и схема изготовленной SNS структуры. (b) $I(V)$ характеристика джозефсоновской структуры при $T = 260$ мК. Синие и красные линии указывают направления изменения тока. Вставка: увеличенный вид кривой близи нулевого напряжения. Омическая $I(V)$ прямая нормального состояния (черная линия) была получена при той же температуре с приложением магнитного поля $H = 0.1$ Т. Рисунок взят из [77].

В Таблицах 1 и 2 приведены дополнительные данные по электрическим транспортным свойствам отдельных, соответственно медных и золотых нанопроводов, собранные из различных научных работ. Данные включают в себя как исследования с нанопроводами, изготовленными химическими и электрохимическими методами, так и методами термического напыления. Показано, что измеренные значения удельного электросопротивления сильно диспергированы и отличаются друг от друга на несколько порядков.

В данной главе будут рассмотрены планарные джозефсоновские контакты, изготовленные на основе медных и золотых нанопроводов в качестве слабой связи.

Таблица 1. Обзор данных из статей по исследованию медных нанопроводов и нанополосок. Содержит информацию о методе изготовления нанобъекта, геометрии и составе измерительных контактов, характерной рабочей температуре моно- или поликристалличности нанобъектов, их сечении и длине между потенциальными электродами, сопротивлении и удельном сопротивлении.

Метод	Геометрия	Контакты, T_{work}	Монокрист-ть	Сечение, нм	Длина, мкм	R , Ом	ρ , мкОм см	Ссылка
Электроосаждение	массив	silver epoxy glue, 4.2 K	single	d = 50	6	3.3	3.09	[68]
Электроосаждение	4х-точка	Pt, FIB, 2 K	single	d = 380	7.5	1.5	0.44	[75]
Электроосаждение	4х-точка	Cr/Au, EBL, 300 K	poly	d = 28	10	6970	860	[78]
Электроосаждение	4х-точка	Au, фотолитография, 4.2 K	single/poly	d = 60	2	145	17.1	[79]
				d = 50	2	642	52.5	
Электроосаждение (нематр)	4х-точка	Al, литография, 300 K	poly	h x w = 43 x 230	88	0.19	2.06	[71]
Электроосаждение (нематр)	4х-точка	Al, литография, 300 K	poly	h x w = 90 x 50	2.04	0.2	6.4	[72]
Электроосаждение (нематр)	4х-точка	Pt, литография, 300 K	single	d = 400	22	3.23	1.8	[80]
Гидротермальный	4х-точка	Pt, FIB, 5 K	single	d = 250	10	3.5	3.75	[67]
Электронная литография	4х-точка	Nanoprobe, 50 K	poly	d = 50	2.04	-	3.92	[81]
Фотолитография	4х-точка	Kelvin probe, 4.2 K	poly	d = 130	95	-	2.7	[70]
Фотолитография	4х-точка	W, STM, 10 K	poly	h x w = 200 x 300	10	6.5	3.9	[82]
Фотолитография	4х-точка	Pt, 300 K	poly	h x w = 240 x 70	2	6	4.6	[83]
				h x w = 240 x 500	15	4.8	3.7	
				h x w = 240 x 1000	25	3.6	3.4	
CVD	4х-точка	Pt, FIB, 300 K	poly	d = 80	1	200	44.1	[84]

Таблица 2. Обзор данных из статей по исследованию золотых нанопроводов и нанополосок. Содержит информацию о методе изготовления нанобъекта, геометрии и составе измерительных контактов, характерной рабочей температуре, при которой исследовались электронно-транспортные свойства образцов, моно- или поликристалличности нанобъектов, их сечении и длине между потенциальными электродами, сопротивлении и удельном сопротивлении.

Метод	Геометрия	Контакты, T_{work}	Монокрист-ть	Сечение, нм	Длина, мкм	R , Ом	ρ , мкОм см	Ссылка
Электроосаждение	2х-точка	W, FIB; 283 K	Зерна 20 нм–1 мкм	$d = 55$	2.2	6970	860	[66]
Электроосаждение	4х-точка	W, FIB; 1.2 K	single	$d = 70$	1.2	100	32	[76]
Электроосаждение	2х-точка	Ti/Au; 283 K	single	$w = 85$	924	54.5	33.4	[85]
Метод парпереноса	2х-точка	Al, e-beam; 0.26 K	single	$w = 80\text{--}125$	0.28-0.74	7	14	[77]
Электронная литография	квази 4х-точка	Cr/Au, e-beam; 283 K	poly	$w = 45$	0.5	0.38	8	[87]
Гидротермальный	2х-точка	2-probe, STM; 283 K	single	$w = 29$	1975	95	2.5	[64, 88]

3.2 Исследование структур на основе медных нанопроводов

В данном подразделе будут рассмотрены сверхпроводящие джозефсоновские SNS структуры, слабая связь в которых представлена медными нанопроводами, а ниобиевые электроды играют роль сверхпроводящих контактов (Nb/CuNW/Nb). Для изучения электронно-транспортных свойств таких структур были реализованы двухточечные и четырехточечные геометрии схем измерения. В случае четырехточечной схемы ток проходил через весь нанопровод, а напряжение измерялось с помощью сверхпроводящих центральных электродов. В случае же двухточечной схемы и ток, и напряжение соответственно подавались и измерялся через центральные электроды (Рис. 22).

В Таблице 3 указаны данные для изученных образцов CuNW-1, CuNW-2 и CuNW-3: размеры структур, а также экспериментально и теоретически полученные данные. Образец CuNW-1 был измерен по четырехточечной схеме, CuNW-2 и CuNW-3 – по двухточечной.

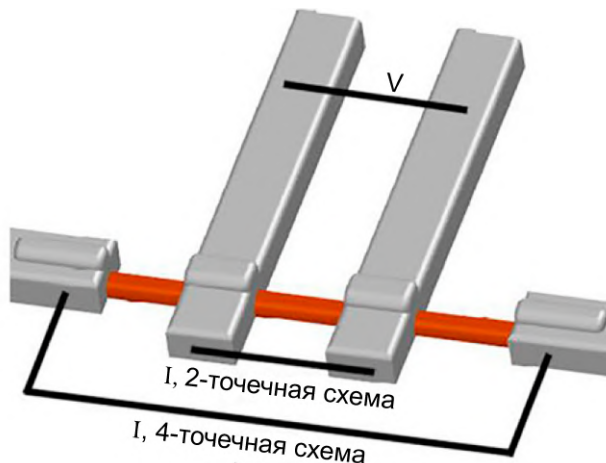


Рис. 22. Схематическое изображение измерительных схем образца – четырехточечной и двухточечной.

Таблица 3. Параметры джозефсоновских контактов Nb/Cu-NW/Nb: L_{wl} – длина слабой связи между центральными Nb-электродами, d – диаметр нанопровода (определялся из СЭМ-изображений). I_c – критический ток, R – нормальное сопротивление слабой связи; ρ – удельное сопротивление медного нанопровода (измерено экспериментально с использованием четырехточечной схемы и рассчитано как результат подгонки магнитных и температурных зависимостей для «двухточечных» образцов уравнениями Узаделя). D и ξ_N – расчетный коэффициент диффузии и длина когерентности в медном нанопроводе соответственно. T_c и T_c^* – критическая температура Nb электродов и эффективная критическая температура нанопровода под Nb электродом, взятая из фиттинга; $\gamma_B = R_B/\rho\xi_N$, где R_B – удельное сопротивление SN интерфейса.

<i>Sample</i>	<i>Geometry</i>	L_{wl} (nm)	d (nm)	R (Ω)	ρ ($\mu\Omega \cdot cm$)	D (m^2/s)	ξ_N (nm)	I_c (μA)	T_c/T_c^* (K)	γ_B
CuNW-1	4-p, 20 mK	1765 ± 116	108 ± 10	2.20	1.14 ± 0.26	0.03	66	0.7	—	—
CuNW-2	2-p, 1.2 K	609 ± 112	114 ± 6	0.46	0.77	0.04	80	30	8.3/5.0	4.4
CuNW-3	2-p, 1.2 K	671 ± 105	168 ± 9	0.37	1.18	0.03	65	17	8.3/5.2	4.2

3.2.1 Электронно-транспортные измерения Nb/Cu-NW/Nb структур

Исследовано три образца (CuNW-1, CuNW-2, CuNW-3) с различными длинами слабой связи и диаметрами нанопроводов. Для первого образца реализована 4-точечная схема измерения, данная структура была измерена в криостате растворения Blueforce с минимальной температурой $T = 0.02$ К. Два других образца имели геометрию для 2-точечных измерений и были исследованы в заливном He^4 криостате до температуры $T = 1.2$ К. Все образцы имели температуру сверхпроводящего перехода ниобиевых контактов $T = 8.3$ К (Рис. 23а), кривая $R(T)$ имела металлический ход при $T > 8.3$ К: сопротивление монотонно падало с уменьшением температуры.

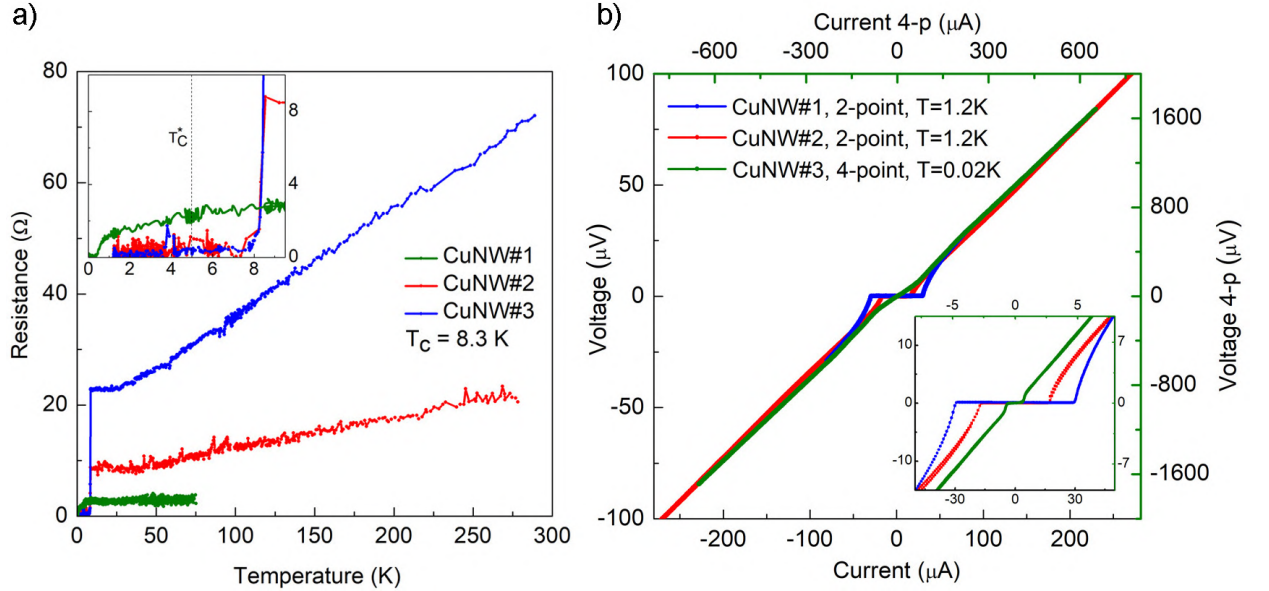


Рис. 23. а) Зависимость сопротивления джозефсоновских Nb/Cu-NW/Nb структур от температуры, температура сверхпроводящего перехода $T_c = 8.3$ К, $T_c^* = 5$ К - температура сверхпроводящего перехода барьера Cu/Nb. б) Вольт-амперные характеристики тех же переходов при температуре $T = 1.2$ К. Вставки демонстрируют увеличенные масштабы соответствующих графиков.

Для всех джозефсоновских структур были исследованы вольт-амперные характеристики (ВАХ). При минимальных температурах все Nb/Cu-NW/Nb переходы демонстрировали достаточно высокие критические токи: $I_{c1} = 0.7$ мкА ($T = 0.02$ К), $I_{c2} = 30$ мкА ($T = 1.2$ К), и $I_{c3} = 17$ мкА ($T = 1.2$ К) (Рис. 23б), и

соответственно достаточно высокие характеристические джозефсоновские частоты $\omega_c = 2\pi V_c/\Phi_0$ порядка нескольких десятков ГГц ($V_c = I_c R_N$ – характеристическое джозефсоновское напряжение). Вид вольт-амперных характеристик типичен для классических SNS джозефсоновских контактов с высокой прозрачностью SN-границ.

При высоких напряжениях ВАХи не демонстрируют гистерезисного поведения, даже в случае сверхнизких температур ($T = 0.02$ К), т.е. перегрева джозефсоновского перехода нет, в отличие от некоторых предыдущих исследований планарных сверхпроводящих SNS переходов [4, 36]. Теоретическая модель такого поведения вольт-амперных характеристик для длинного джозефсоновского SNS перехода описана в работе [89], которая учитывает уход «горячих» электронов из центральной части нанопровода к потенциальным контактам.

Из вольт-амперных характеристик измерений, проведенных по 4х-точечной схеме, было найдено удельное сопротивление медного нанопровода: $\rho = RS/L = 1.14 \pm 0.26$ мкОм см, где R – сопротивление нанопровода, полученное выше температуры сверхпроводящего перехода, что исключает вклад сверхпроводящих контактов; S – площадь сечения нанопровода; L – длина нанопровода между центральными (потенциальными) контактами. Полученное значение удельного сопротивления находится в согласии с данными для медных проводов, полученных при гелиевых температурах [68]. Полученное значение близко к табличному значению для объемной меди $\rho = 1.55$ мкОм см при 0°C [90].

Как было сказано выше, поведение зависимости ВАХ, полученное для исследованных образцов, типично для классических SNS джозефсоновских контактов с высокой прозрачностью SN-границы. Действительно, высокая прозрачность подтверждается низким контактным сопротивлением образца R_B , которое было определено путем сопоставления данных эксперимента для четырехточечной и двухточечной схем измерения: $R_{B2} = 0.08$ Ом и $R_{B3} = 0.12$ Ом для CuNW-2 и CuNW-3 соответственно. Эти контактные сопротивления являются суммой контактных сопротивлений левой и правой SN-границ. Температурная зависимость для одной из Nb/Cu-NW/Nb структур представлена на Рис. 24. Можно видеть, что с ростом температуры критический ток джозефсоновского

контакта CuNW-3 резко уменьшается и уже при $T = 4$ К становится равным нулю.

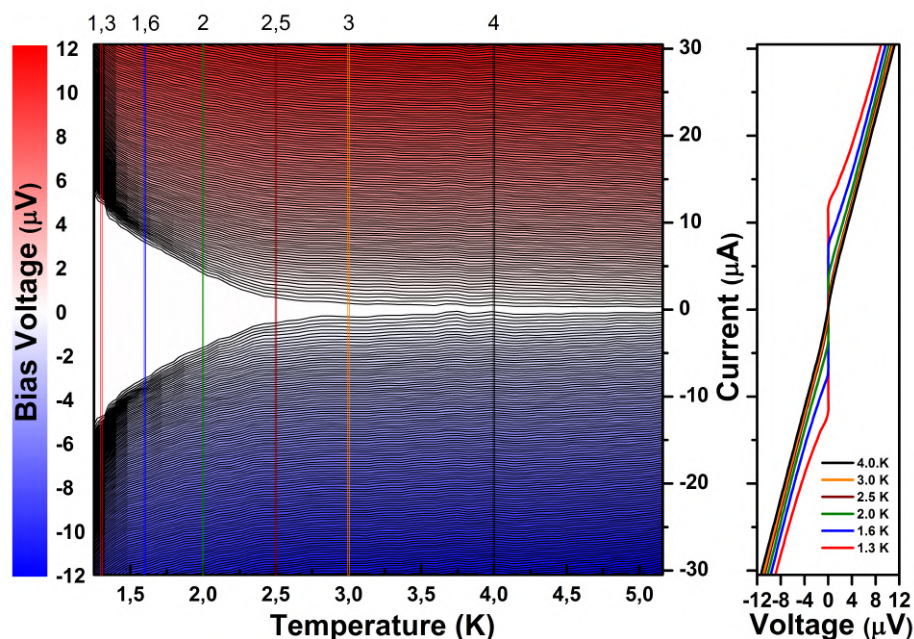


Рис. 24. Температурная зависимость критического тока для джозефсоновского перехода CuNW-3. Цветными линиями показаны температуры, для которых справа представлены вольт-амперные характеристики.

Были проведены специальные эксперименты, чтобы проверить, зависят ли результаты электронно-транспортных измерений от измерительной схемы. Одни и те же образцы были измерены и по четырехточечной, и по двухточечной схемам. Обнаружено, что в первом случае критические токи всегда ниже, чем во втором (Рис. 25). Кроме того было показано, что на коротком переходе с длиной джозефсоновского барьера 390 нм вольт-амперная характеристика имеет гистерезисный характер при измерениях по двухточечной схеме. Это позволяет предположить, что при такой схеме измерения существенен перегрев нанопровода [A1].

Более подробно этот вопрос изучался на образцах с золотыми нанопроводами в качестве слабой связи, результаты исследований приведены в параграфе 3.3.

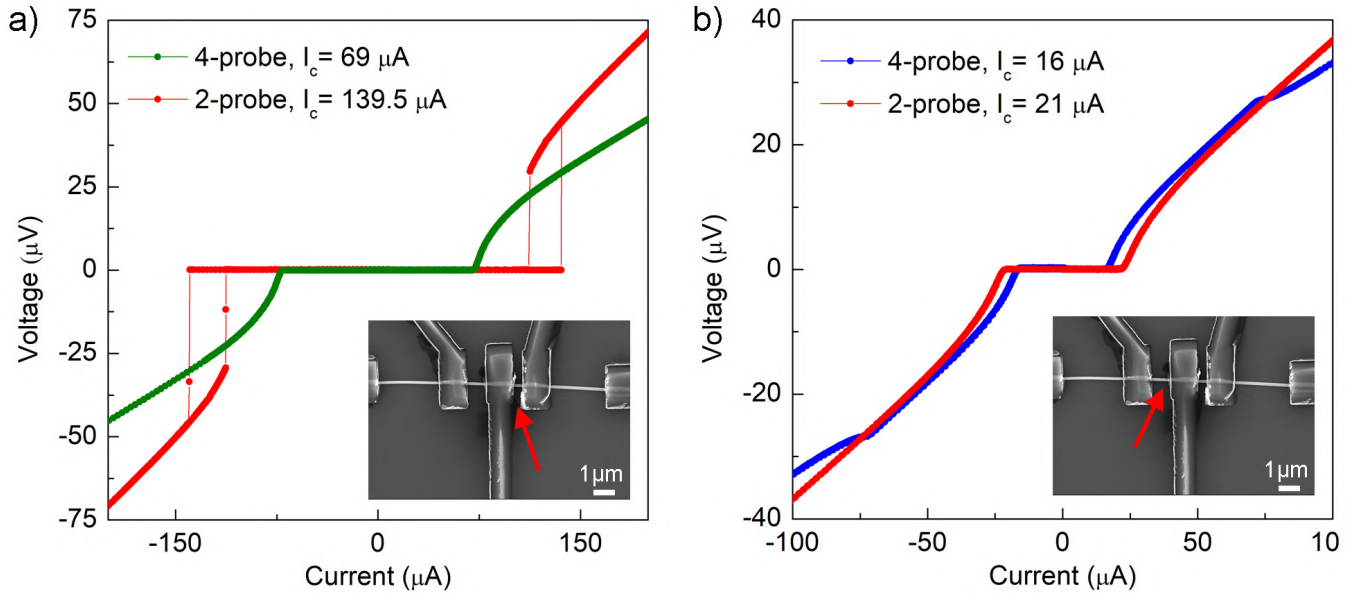


Рис. 25. Вольт-амперные характеристики для Nb/Cu-NW/Nb образца с разными длинами слабой связи двух близкорасположенных переходов при двух- и четырехточечной схемах измерений. а) Длина слабой связи $L = 390$ нм; б) длина слабой связи $L = 890$ нм.

3.2.2 Магнито-транспортные измерения Nb/Cu-NW/Nb структур

Как было отмечено в Главе 1, одним из подтверждений вхождения джозефсоновских вихрей в область слабой связи джозефсоновского контакта является возникновение «дифракционной фраунгоферовской картины» осцилляций критического тока I_c с увеличением перпендикулярного к переходу магнитного поля. Однако, недавно было показано, что такая зависимость характерна не для всех джозефсоновских переходов. В случае, если ширина перехода W меньше магнитной длины $\xi_H = \sqrt{\Phi_0/H}$ (где H – магнитное поле, Φ_0 – квант потока), имеет место так называемый режим «узкого» перехода, когда вхождение джозефсоновских вихрей в переход невыгодно. В этом случае внешнее магнитное поле может однородно проникать в переход, действуя как монотонно нарастающий фактор распаривания куперовских пар, т.е. сверхпроводимость подавляется прежде, чем джозефсоновский вихрь войдет в слабую связь. В результате критический ток монотонно затухает с ростом магнитного поля, приложенного перпендикулярно образцу, как следует из современной теории [23, 30].

Для подтверждения этой теории образцы Nb/Cu-NW/Nb были исследованы

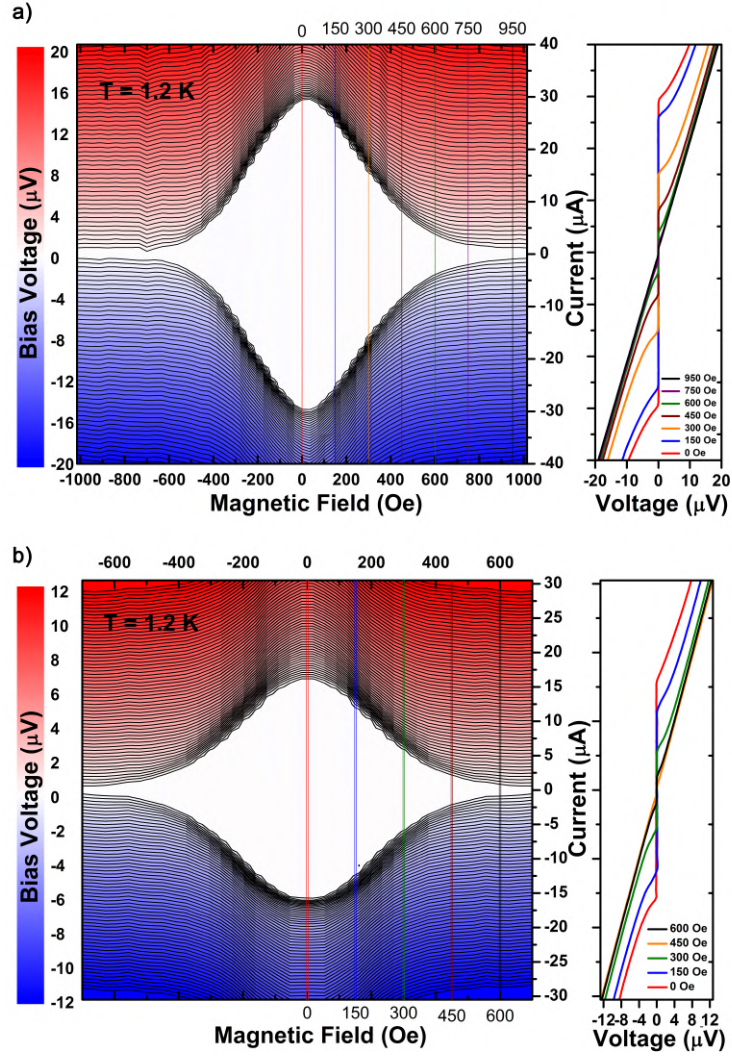


Рис. 26. Зависимость критического тока джозефсоновских Nb/Cu-NW/Nb переходов от внешнего магнитного поля, приложенного перпендикулярно подложке: а) для образца CuNW-2; б) для образца CuNW-3.

в перпендикулярном магнитном поле. В нашем случае в приложенных магнитных полях порядка 300 Э, соответствующих кванту магнитного потока через переход магнитная длина составляет примерно 300 нм, что в два раза больше диаметра нанопровода, который определяет ширину перехода. Такое соотношение соответствует пределу для «узкого» перехода по описанной выше теории. Действительно, для данных образцов наблюдается монотонное затухание сверхтока с ростом магнитного поля (Рис. 26). Поле полного подавления критического тока в образце составляет около 1 кЭ, при этом если бы выполнялся предел «широкого» перехода, первый вихрь в переход с площадью $L * W \approx 0.1$

мкм² должен был войти в поле 200 Э.

Показано также, что джозефсоновские структуры Nb/Cu-NW/Nb демонстрируют низкую устойчивость к окислению во времени. Без дополнительного защитного слоя при окислении диаметр металлической части нанопровода уменьшается, соответственно уменьшается и критический ток (Рис. 27).

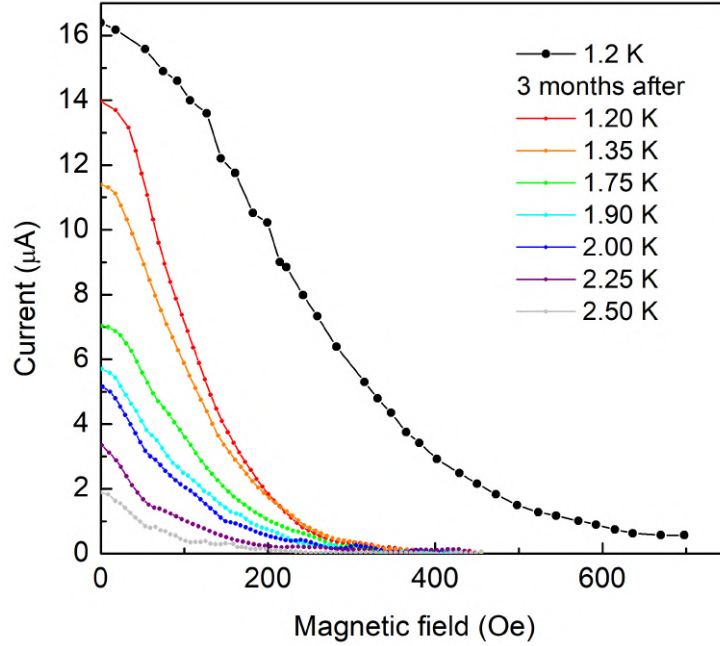


Рис. 27. Зависимость критического тока джозефсоновских Nb/Cu-NW/Nb переходов от внешнего магнитного поля, приложенного перпендикулярно поверхности образца. Черной кривой показана зависимость для свежеизготовленного образца CuNW-3. Массив цветных кривых демонстрирует полевые зависимости критического тока от температуры для того же самого образца, которому на момент этих измерений исполнилось 3 месяца.

3.2.3 Теоретические оценки

Для описания результатов измерения структур Nb/Cu-NW/Nb по двухточечной схеме был использован алгоритм в рамках уравнений Узаделя при поддержке теоретиков МГУ.

В качестве модели для исследованных джозефсоновских контактов была использована структура типа SINIS, где I – туннельный интерфейс между ниобиевыми контактами и медным нанопроводом, который описывается параметром прозрачности границы $\gamma_B = R_B / \rho \xi_N$. Исходя из данной модели, на основе

данных из Таблицы 3, были теоретически рассчитаны критические токи. Магнитное поле учитывалось добавлением фитующего слагаемого к энергии квазичастиц в квазиклассических уравнениях Узаделя [23, 30].

Длина свободного пробега l_e , коэффициент диффузии $D = \frac{1}{3}v_F l_e$ и длина когерентности ξ_N для медных нанопроводов оценивались по фиттингу значений удельного сопротивления ρ для кривых $I_c(H)$, $I_c(T)$, с использованием литературных данных для скорости Ферми v_F в меди и плотности носителей заряда n_{Cu} . Было положено, что $\xi_N = 80$ нм (при $T = 1.2$ К) и $l_e = 84$ нм для образца CuNW-2 и $\xi_N = 64$ нм (при $T = 1.2$ К) и $l_e = 55$ нм для образца CuNW-3. В обоих образцах l_e сопоставима с диаметром проволоки и превышает значение 19 нм для Au-нанопроводов, использованных в статье [77].

Для теоретического описания полученных данных в качестве подгоночного параметра был выбран коэффициент прозрачности SN границ γ_B . Полученное значение $\gamma_B = 4$ соответствует достаточно низкому сопротивлению интерфейса Cu/Nb и составляет 10^{-11} Ом см, что соответствует уровню, типичному для *in situ* изготовленных структур [91]. В то же время, из-за конечного γ_B сверхпроводящая мини-щель, индуцированная в медном нанопроводе, меньше чем щель массивного ниобия. Поэтому теоретические кривые, представленные на Рис. 28 были смоделированы с использованием подавленной температуры Cu/Nb берега джозефсоновского SNS контакта $T^* = 5$ К, в согласии с поведением резистивного сверхпроводящего перехода для 4-х точечной схемы измерений (см. Рис. 23). Данная модель при одних и тех же параметрах фиттинга хорошо описывает зависимости критического тока как от магнитного поля, так и от температуры (Рис. 28). Это означает, что примененная модель является самосогласованной для данной системы.

Таким образом, изготовлены и изучены джозефсоновские переходы Nb/Cu-NW/Nb и исследованы их электронно-транспортные свойства. Полученное удельное сопротивление медного мостика $\rho_{Cu} \sim 1$ мкОм см² ниже прежде полученных значений на подобных объектах. Благодаря монокристалличности медных нанопроводов продемонстрированы достаточно высокие критические токи и характеристические джозефсоновские напряжения переходов. Экспериментально

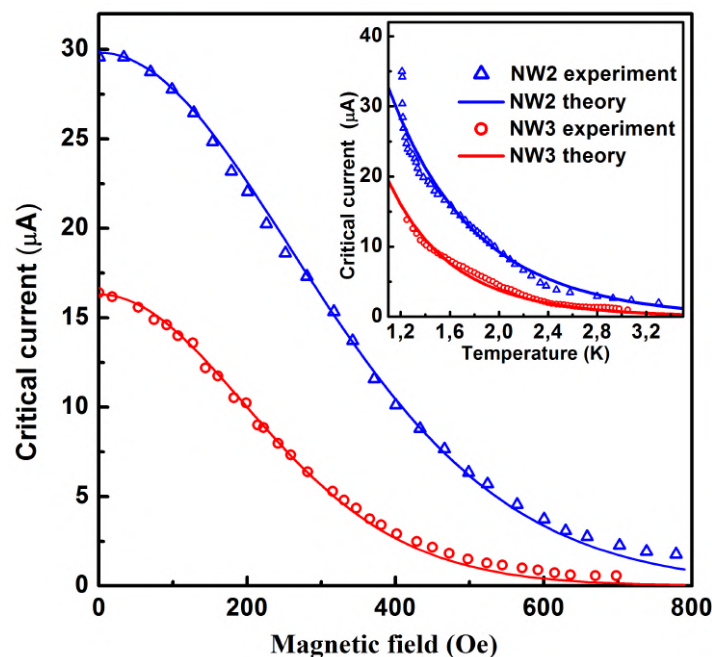


Рис. 28. Зависимость критического тока от магнитного поля при температуре $T = 1.2$ К для образцов CuNW-2 (синие треугольники) и CuNW-3 (красные круги), и теоретические кривые (синяя и красная сплошные линии, соответственно). Вставка демонстрирует зависимости критического тока от температуры без приложения магнитного поля для тех же образцов и с теми же параметрами фиттинга.

подтверждена теория подавления сверхпроводимости магнитным полем в узких SNS структурах. Обнаружена заметная деградация медных нанопроводов со временем.

3.3 Исследование джозефсоновских контактов на основе золотых нанопроводов

Были изготовлены SNS джозефсоновские переходы с золотыми нанопроводами в качестве слабой связи и ниобиевыми сверхпроводящими берегами (Nb/Au-NW/Nb структуры) с различными длинами слабой связи и диаметрами нанопроводов (Табл. 4). Реализованы двухточечные и четырехточечные схемы измерения транспортных характеристик образца (Рис. 29):

- **Стандартная четырехточечная схема (4PS).** Схема, где через образец (приложенный ток) задается через боковые (внешние) электроды, а

напряжение измеряется с помощью внутренних электродов (Рис. 29а).

- **Инвертированная четырехточечная схема (4PI).** Схема, в которой внутренние электроды являются токовыми, а внешние – потенциальными (Рис. 29b).
- **Двухточечная схема (2P).** Задание тока и измерение напряжения происходит через одни и те же центральные (внутренние) электроды (Рис. 29с).

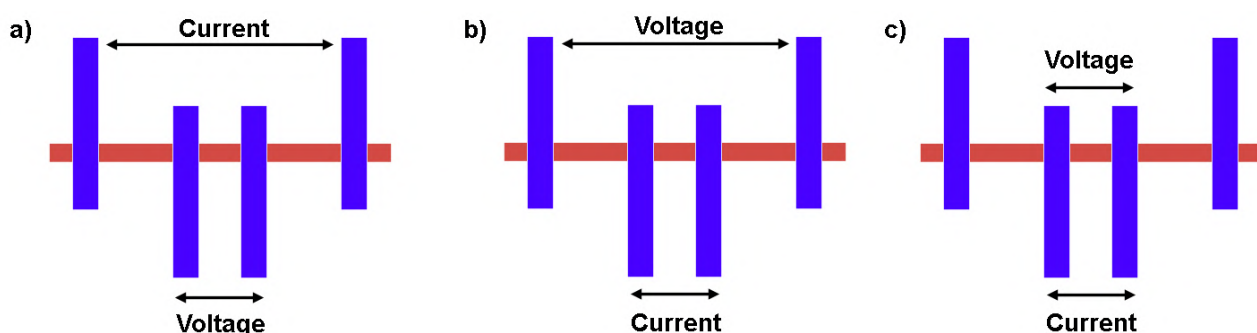


Рис. 29. Схематическое изображение схем измерений образцов Nb/Au-NW/Nb : а) стандартная четырехточечная (4PS); б) инвертированная четырехточечная (4PI); в) двухточечная (2P). Синим цветом показан ниобиевые электроды, красным – золотой нанопровод.

Удельное сопротивление золотых нанопроводов из измерений по 4PS схеме при $T > T_c$ оценивалось как 3 мкОм см ($\rho = 2.06$ мкОм см для объемного золота при 0 °С [90]).

3.3.1 Результаты и обсуждение

Для представленных в Таблице 4 образцов были изучены их электронно-транспортные свойства (пример структуры изображен на Рис. 30а).

Так, на Рис. 30b продемонстрирована типичная зависимость сопротивления сверхпроводящей структуры с золотым нанопроводом от температуры для разных токов, пропускаемых через образец (приложенных токах). Начало первого падения сопротивления определяется температурой сверхпроводящего перехода ниобиевых электродов, которая составляла $T_c = 7.6$ К. Дальнейшее монотонное

Таблица 4. Данные измерений структур Nb/Au-NW/Nb, буквенное обозначение соответствует номеру структуры; d – диаметр нанопровода, L – длина между потенциальными контактами, I_c станд. – критический ток, измеренный по 4PS схеме, I_c инверсн. – критический ток, измеренный по 4PI схеме.

Sample name	L, nm	d, nm	I_c станд.	I_c инверт.
A	560	90	10.5	13
B	314	120	67	124
C	500	117	18.6	23
D	565	129	8.7	9.5
E	400	108	44.2	93.5
F	645	90	16	20
G	360	90	67	146

падение связано с температурной зависимостью наведенной сверхпроводимости в участках золотого нанопровода под потенциальными Nb контактами.

С понижением температуры также растет сверхпроводящая компонента тока через переход. В момент достижения сверхтока значения приложенного тока сопротивление начинает резко падать. Такое падение определяется экспоненциальным ростом критического тока при уменьшении температуры в джозефсоновских SNS контактах ($e^{-\alpha\sqrt{T}}$).

При увеличении приложенного тока, температурная зависимость сопротивления при резистивном переходе несколько меняется, так как при больших напряжениях большую роль в конверсии в сверхпроводящий ток начинают играть неравновесные процессы релаксации высокоэнергетичных квазичастиц. В этом случае переход в сверхпроводящее состояние происходит позднее.

Были изучены вольт-амперные характеристики представленных образцов при разных схемах подключения (Рис. 31). Критические токи достигали значения $I_c = 150$ мкА, что соответствует высоким джозефсоновским частотам $\omega = 860$ ГГц ($V_c = I_c R = 290$ мкВ). Показано, что существует неинвариантность измеряемых критических токов в зависимости от схемы подключения образца. В случае 4PS схемы критический ток для одного и того же образца меньше, чем критический ток, измеренный по 4PI схеме (см. Рис 29).

Эта особенность системы проявляется ниже некоторой эффективной темпе-

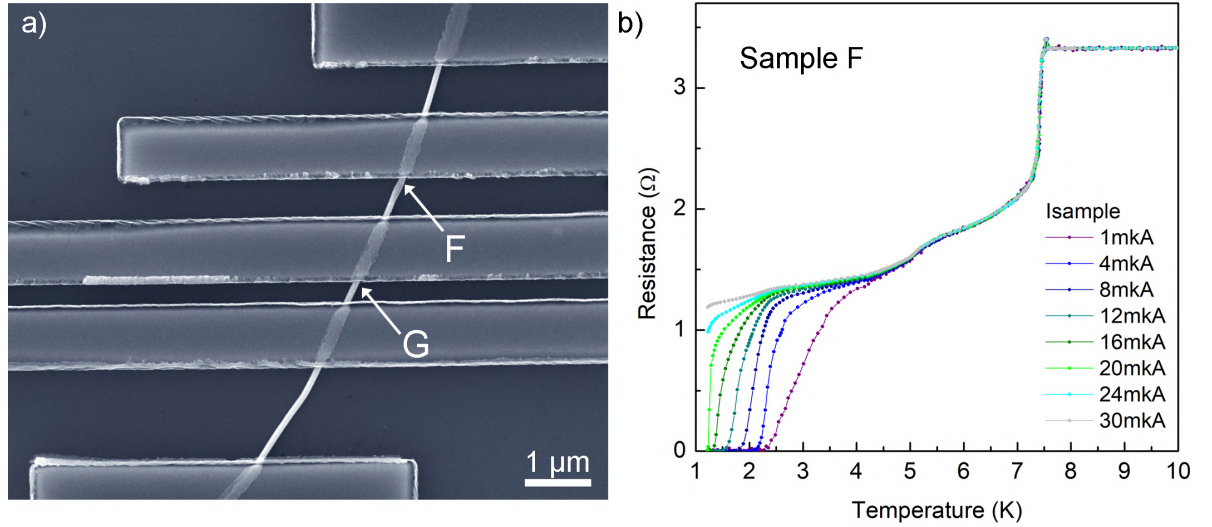


Рис. 30. а) СЭМ-изображение образца Nb/Au-NW/Nb (образцы F,G в Табл. 4); б) зависимость сопротивления джозефсоновского перехода (F) этой структуры от температуры, измеренная по 4PS схеме. Цветом показаны результаты для разных значений тока, пропускаемого через образец.

ратуры T^* (Рис. 32). Эта температура соответствует возникновению значительного критического тока в боковых SNS переходах между токовыми и потенциальными ниобиевыми контактами.

Наглядно этот эффект можно объяснить с помощью диаграммы токов, представленной на Рис. 33. Вдоль оси абсцисс представлена геометрия структуры с четырьмя Nb контактами, по оси ординат – уровень критического тока на свободных участках нанопровода (красные линии) и сверхпроводящая волновая функция (черные кривые). Синим на ней изображены ниобиевые электроды, белые промежутки – свободные от ниобия области нанопровода из нормального металла. Далее мы будем рассматривать центральную область как область слабой связи, а боковые участки белого цвета – как подводящие контакты из нормального металла.

а) Рассмотрим первый случай, $T_c^{SNS} < T < T_{Nb}$ когда температура, при которой происходят измерения, ниже температуры сверхпроводящего перехода ниобиевых электродов, но выше температуры возникновения наведенной сверхпроводимости в центре слабой связи. Тогда сверхпроводящий ток и через слабую связь, и через боковые более длинные переходы не течет (Рис. 33а).

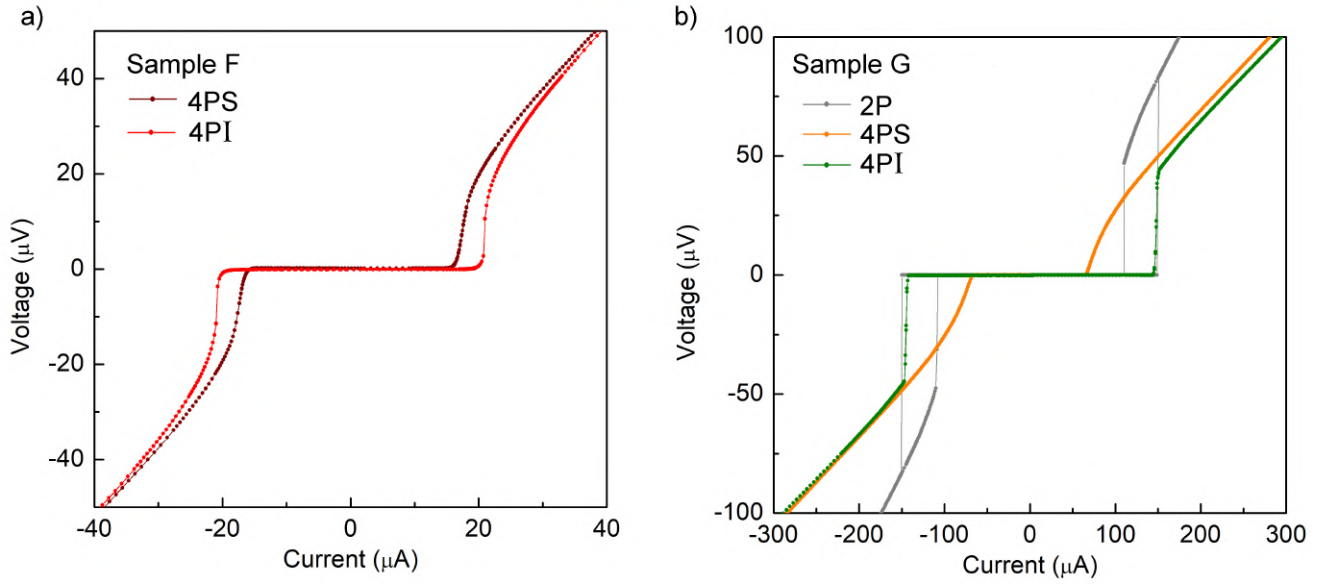


Рис. 31. Вольт-амперные характеристики джозефсоновских переходов при $T = 1.2$ К для слабых связей с длинами (а) 645 нм и (б) 360 нм соответственно (диаметр нанопровода $d = 90$ нм) при различных схемах измерения, указанных на рисунках.

б) Теперь опустимся по температуре до критической температуры слабой связи T_c^{SNS} . По сверхпроводящему переходу между центральными электродами начинает течь сверхпроводящий ток. Боковые подводы металла при такой температуре все еще находятся полностью в нормальном состоянии (Рис. 33б). При любой измерительной схеме задания тока в образец значение критического тока для слабой связи принимает одинаковые значения, как это можно видеть на Рис. 32.

с) При дальнейшем понижении температуры и достижении температуры T^* в боковых переходах также достигается заметный критический ток. При этом номинальное значение критического тока для центральной слабой связи значительно возрастает в связи с наличием соседних «проксимизированных» участков нанопровода. Начиная с этой температуры становится важно, как задается приложенный ток через образец при проведении измерений. Если измерения образца происходят по стандартной четырехточечной схеме (Рис. 33с), тогда появление напряжения на сверхпроводящих электродах происходит при токах, когда рабочий ток уже подавил сверхпроводимость в боковых переходах, поскольку критический ток центральной слабой связи выше.

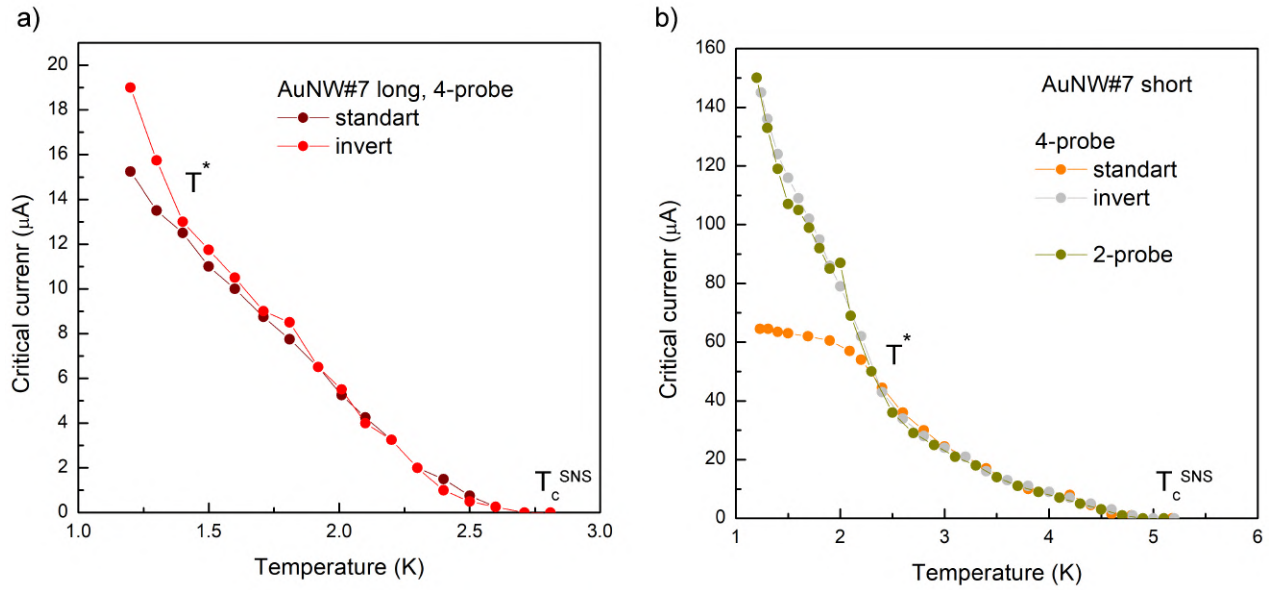


Рис. 32. Зависимости критического тока от температуры для слабых связей на одном и том же образце с длинами (a) 645 нм и (b) 360 нм соответственно. T'_c – температура появления сверхпроводящего тока в слабой связи, T^* – температура расхождения критических токов в зависимости от схемы измерения.

d) Если измерения образца происходят по инвертированной четырехточечной или двухточечной схеме (Рис. 33d), когда ток через боковые переходы не течет, сверхпроводимость в боковых частях структуры не подавляется рабочим током, и измеряемый критический ток оказывается выше. Эта разница возрастает с понижением температуры. Если бы длины обоих боковых переходов были бы короче центральной слабой связи, система при любой схеме подключения образца демонстрировала бы одинаковое поведение.

Так же, как и в случае с джозефсоновскими структурами на основе медных нанопроводов, в измерениях по двухточечной схеме в образце Nb/Au-NW/Nb с длинной слабой связью наблюдался гистерезис вольт-амперной характеристики, что связывается с перегревом электронной системы структуры. Этот эффект хорошо изучен в SNS структурах [92]. Авторы этой работы заявляют, что при уменьшении температуры теплоотвод из области слабой связи ослабевает, в результате чего появление квазичастиц в джозефсоновском контакте приводит к перегреву электронной системы и формированию гистерезиса на вольт-амперной характеристике. В 4PS измерениях вольт-амперные характери-

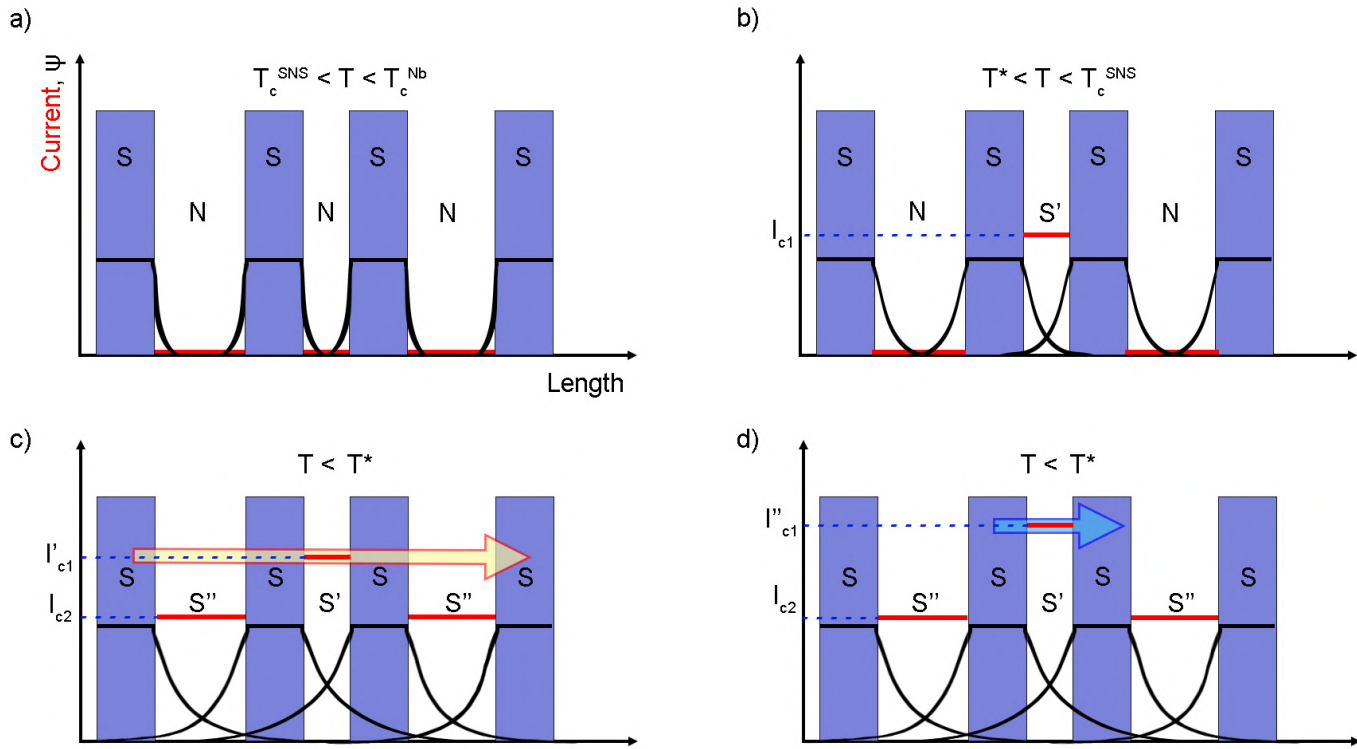


Рис. 33. Диаграмма токов в SNS модели джозефсоновского перехода на нанопроводе. Рассматриваемая слабая связь находится в центре структуры. По оси абсцисс отложена длина структуры, по оси ординат – уровень критического тока на участках нанопровода из нормального металла (красные линии) и волновая функция (черные кривые). (a) $T_c^{SNS} < T < T_{Nb}$, сверхпроводящий ток равен нулю. (b) $T^* < T < T_c^{SNS}$, по слабой связи течет сверхпроводящий ток, боковые электроды находятся в нормальном состоянии. (c) $T < T^*$, измерения по 4PS схеме. (d) $T < T^*$, измерения по 4PI или 2PS схеме.

стики не имеют гистерезиса, поскольку электронная структура слабой связи лучше «термолизуется» в этом случае.

Мы также изучили, при какой длине слабой связи пропадет различие между критическими токами при измерении образца по стандартной и инвертированной схемам подключения. Как видно из Рис. 34, эта длина слабой связи в переходах Nb/Au-NW/Nb составляет примерно 550 нм для нанопроводов сечением около 120 нм. При таких длинах центральной слабой связи появление наведенной сверхпроводимости в боковых переходах уже не оказывает заметного влияния на критический ток слабой связи.

Итак, изготовлены и изучены джозефсоновские переходы с золотыми нано-

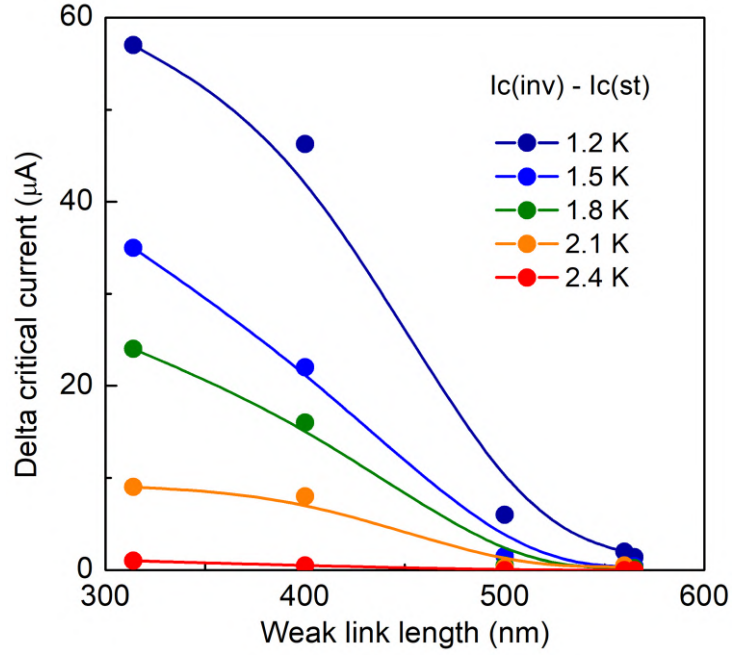


Рис. 34. Зависимость разности критических токов для стандартной и инвертированной схем от длины слабой связи для образцов с диаметром нанопровода $d \approx 120$ нм. Разными цветами обозначены кривые, полученные при разных температурах.

проводами в качестве слабой связи (Nb/Au-NW/Nb) и исследованы их электронно-транспортные свойства. Благодаря монокристалличности золотых нанопроводов продемонстрированы достаточно высокие критические токи (до 150 мкА) и характеристические напряжения (до 300 мкВ) переходов. Показана инвариантность критических токов при разных схемах измерения образца.

3.4 Заключение по результатам третьей главы

В данной главе были исследованы джозефсоновские переходы с нанопроводами из нормальных металлов в качестве слабой связи (Nb/N-NW/Nb), а именно – с медными и золотыми нанопроводами. Обе системы демонстрируют достаточно большие критические токи и характеристические джозефсоновские напряжения, джозефсоновские частоты достигают значения в несколько сотен ГГц. Удельные сопротивления измеряемых нанопроводов хорошо согласуются с полученными ранее результатами для похожих объектов (см. Табл. 1, 2). Для системы Nb/Cu-NW/Nb получено подтверждение теории узкого контак-

та о монотонном (без фраунгоферовских осцилляций) затухании критического тока с увеличением поперечного магнитного поля. Косвенно исследована деградация поверхности медных нанопроводов со временем. Продemonстрировано принципиальное отличие результатов измерений джозефсоновских структур в зависимости от схемы подключения образца в связи с присутствием «боковых» джозефсоновских контактов в измеряемых структурах. Полученные экспериментальные результаты доказывают возможность использования нанопроводов из нормальных металлов в качестве «посредника» для передачи куперовских пар от сверхпроводящих электродов к ферромагнитной слабой связи без потери когерентности в планарных π -контактах на основе сегментированных NFN нанопроводов.

Глава 4. Исследование сверхпроводящих структур на основе ферромагнитных нанопроводов

4.1 Введение

Данная глава является последовательным продолжением предыдущих на пути к созданию инвертера фазы на основе сегментированных нанопроводов. Здесь будут продемонстрированы результаты исследований гибридных структур на основе ферромагнитных никелевых и кобальтовых нанопроводов, изготовленных с помощью темплатного электроосаждения.

Магнитотранспортные и магнитодинамические свойства ферромагнитных нанопроводов (F-NW) в настоящее время привлекают большое внимание из-за сильной магнитной анизотропии таких нанопроводов, а также из-за возникновения интересных размерных и спиновых эффектов [93, 94]. Изучение субмикронных гибридных структур, в которых ферромагнитные элементы сочетаются со сверхпроводящими электродами, стимулируется также развитием функциональных гибридных SF наноустройств, таких как сверхпроводящие фазовые инверторы, спиновые затворы, элементы магнитной памяти [2, 95–100] и т.д.

Большое количество работ посвящено исследованию массивов ферромагнитных нанопроводов, извлеченных из темплат [101–105]. Исследование таких объектов дает представление о магнитных свойствах всей матрицы при разной ориентации магнитного поля, но этот подход позволяет получить информацию лишь об усредненных параметрах системы. Для лучшего понимания свойств ферромагнитных нанопроводов необходимо изучать одиночные объекты такого рода.

Обычно для этого F-NW интегрируются в электронные схемы и подключаются к металлическим электродам из нормальных металлов [21, 88, 106–112]. В магниторезистивных (MR) эффектах в таких структурах преобладает анизотропное магнитосопротивление (AMR – изменение электрического сопротивления в зависимости от ориентации объекта в магнитном поле), обусловленное анизотропией спин-зависящего рассеяния в F-NW [113]. В результате MR эф-

фекты в F-NW зависят от угла между током через образец и намагниченностью, что позволяет соотнести магнитное состояние F-NW с его сопротивлением [108–110, 112, 113].

Кроме того, в последнее время появились работы, где ферромагнитные нанопровода приведены в контакт со сверхпроводящими электродами [21, 114]. В частности, в работе [21] изучены никелевые и кобальтовые провода различных диаметров ($d_{Ni} = 60$ нм и $d_{Co} = 40$ нм и 60 нм), изготовленные электрохимическим методом, со сверхпроводящими W/Ga электродами. Для изготовления сверхпроводящих W/Ga контактов использовался метод фокусированного ионного пучка. Обсудим сначала результаты, полученные на кобальтовых монокристаллических нанопроводах. Джозефсоновский контакт с длиной слабой связи 0.6 мкм был реализован на основе тонкого, диаметром 40 нм нанопровода (Рис. 35а). Критический ток $I_c = 12.5$ мкА при температуре $T = 1.8$ К практически полностью подавлялся внешним магнитным полем 60 кЭ (Рис. 35b). Для более толстых нанопроводов результаты не представлены. Ферромагнитное поведение кобальтового нанопровода продемонстрировано с помощью магнито-транспортных измерений, показано наличие анизотропного магнитосопротивления. Авторы предполагают, что обнаруженный эффект близости в кобальтовых нанопроводах обусловлен спин-триплетной сверхпроводимостью [115]. В теоретической литературе отмечается, что для перехода от синглетной к триплетной сверхпроводимости требуется неоднородность в распределении намагниченности вдоль F-барьера. Авторы считают, что ее появление может быть обусловлено нагревом нанопроволоки вследствие бомбардировки высокоэнергетичными ионами в процессе напыления вольфрамовых контактов с помощью FIB.

Никелевые нанопровода, также изучавшиеся в указанной работе, были как поликристаллическими, так и монокристаллическими, поэтому авторам невозможно было определить при создании структуры на основе какого нанопровода она создавалась. На нанопроводах этого типа джозефсоновское поведение не наблюдалось.

В данной главе представлены результаты изучения электронно-транспортных и магнитных свойств гибридных структур на основе единичных никеле-

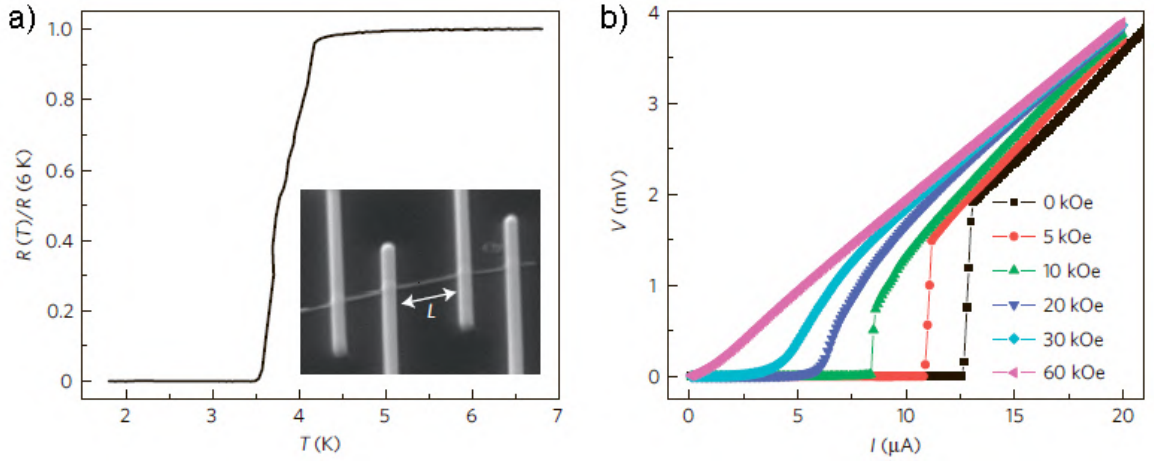


Рис. 35. (а) Зависимость $R(T)$ для образца W/Co-NW/W, представленного на вставке этого же рисунка. $T_c = 3.5$ K, контакты изготовлены с помощью FIB. (б) $I(V)$ зависимости для того же образца, измеренные при $T = 1.8$ K в различных перпендикулярных магнитных полях. Рисунок взят из [21].

вых и кобальтовых нанопроводов различных диаметров со сверхпроводящими электродами. Проведенные исследования дают предварительную информацию о том, какими свойствами будет обладать ферромагнитная прослойка в сегментированных NFN нанопроводах.

4.2 Исследование структур на основе никелевых нанопроводов

На основе никелевых нанопроводов с диаметрами порядка 100 нм были изготовлены образцы Nb/Ni-NW/Nb с различным расстоянием между центральными сверхпроводящими электродами. Ниже приведены результаты для структуры с диаметром Ni-NW $d = 107$ нм и расстоянием между потенциальными контактами 380 нм (Рис. 36).

Электронно-транспортные и магнито-резистивные измерения проводились в криостате He⁴, оснащённом сверхпроводящим соленоидом с магнитным полем до 1.4 Тл, при температурах до 4.2 K в геометрии с двумя и четырьмя измерительными контактами, как в экспериментах, описанных в предыдущей главе. Магнитное поле прикладывалось параллельно главной (длинной) оси нанопро-

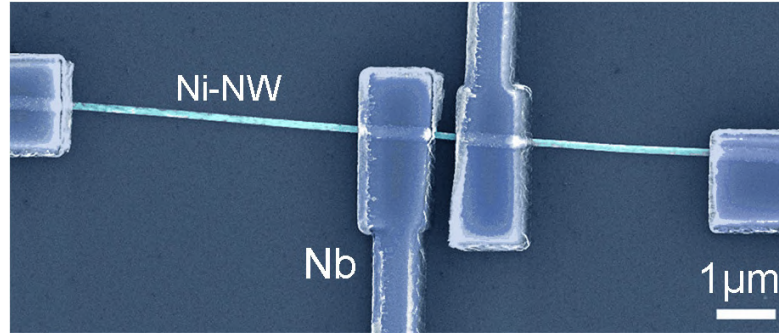


Рис. 36. СЭМ-изображение исследуемой структуры S/F-NW/S: никелевый нанопровод соединен с четырьмя планарными Nb электродами.

вода. Ток, пропускаемый через образец, составлял $I_{sam} = 30$ мкА для всех измерений, кроме измерения вольт-амперных характеристик, где ток варьировался от -30 мкА до $+30$ мкА. Результаты базовых измерений ($R(T)$ и $I(V)$) представлены на Рис. 37. Температура начала сверхпроводящего перехода Nb составляет $T_c^{Nb} = 6.8$ К (Рис. 37а). Высокая прозрачность на границе раздела Nb/Ni-NW подтверждается практически полным совпадением вольт-амперных характеристик для случаев двух- и четырехзондовых измерений при низких температурах ($T = 4.2$ К) – Рис. 37б. При этой температуре суммарное сопротивление структуры, измеренное между потенциальными контактами, составляет $R = 3.3$ Ом. В случае двухточечной схемы оно включает в себя сопротивление R_{Ni} самого никелевого нанопровода и два сопротивления интерфейса Nb/Ni-NW R_{EL} (см. параграф 4.2.1.).

Важно также было определить удельное сопротивление никелевого нанопровода, которое было получено из измерений по 4-х точечной схеме при температурах выше T_c ниобия. Как обсуждалось в Главе 1, в сопротивление нанопроводов большой вклад дает рассеяние электронов на поверхности и дефектах структуры. Из литературы известно, что удельное сопротивление меняется от 24 мкОм см для монокристаллических [111, 116, 117] до 15 мкОм см для поликристаллических нанопроводов [21, 109] с диаметрами порядка 60 нм. Используемый в данной работе Ni-NW имел удельное сопротивление $\rho = 7.7$ мкОм см, что находится в диапазоне типичных значений, достигнутых ранее для никелевых нанопроводов при гелиевых температурах [21, 109, 111, 116] (для объемного

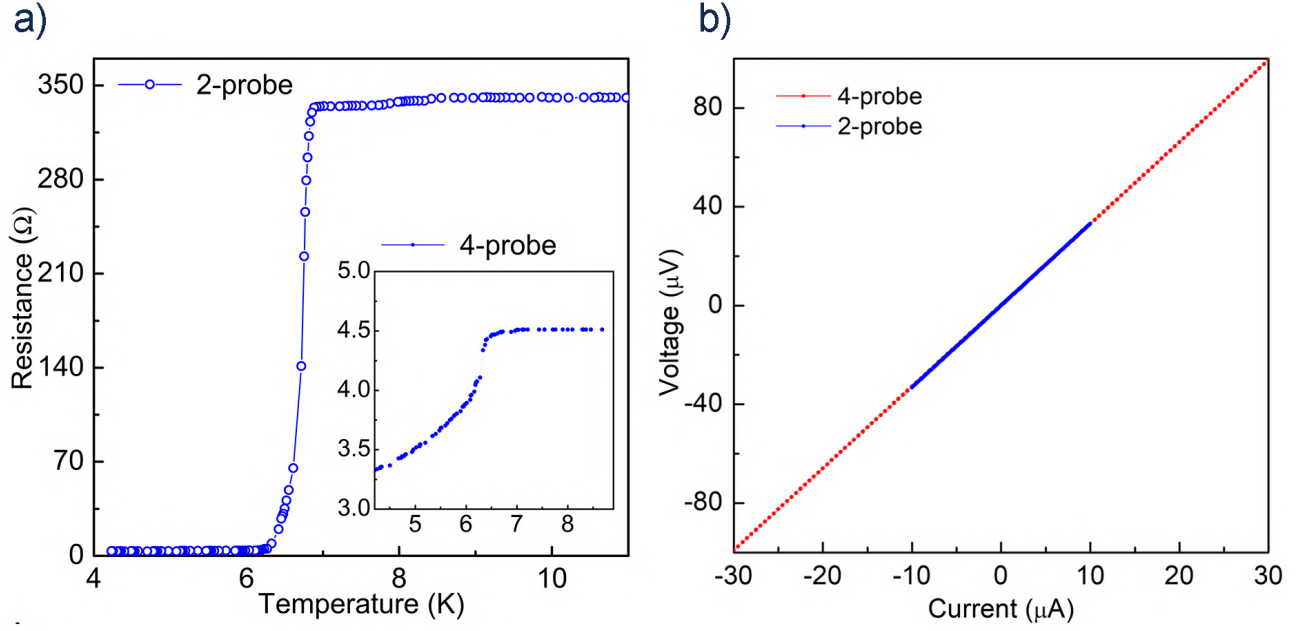


Рис. 37. (а) Зависимость $R(T)$, измеренная при токе в образец $I_{sam} = 30$ мкА в 2-х точечном режиме. На вставке показана зависимость $R(T)$, измеренная в 4х-точечной геометрии. Температура перехода сверхпроводящего Nb при $T = 6.7$ K. (б) $I(V)$ характеристики, измеренные при $T = 4.2$ K как по 2-х точечной, так и по 4х-точечной схемам.

никеля $\rho = 6.14$ мкОм см при 0°C [90]).

4.2.1 Особенности интерфейса Nb/Ni-NW

Рассмотрим как распределяется ток в системе Nb/Ni-NW/Nb. В перекрывающихся областях электрод-нанопровод это распределение сильно зависит от того, находятся ли ниобиевые электроды в нормальном или сверхпроводящем состоянии. В первом случае распределение тока можно найти из решения уравнения Лапласа для скалярного электрического потенциала. Это распределение схематично показано на Рис. 38а. Во втором случае, когда система находится ниже критической температуры $T_c = 6.7$ K, то есть сверхпроводящие корреляции в Nb начинают влиять на сопротивление вблизи границы раздела Nb/Ni, ток существенно перераспределяется (Рис. 38б).

В окрестности границы раздела Nb/Ni в узкой области нормальный ток преобразуется в сверхпроводящий (Рис. 38с). Внутри двухслойной структуры, где ниобиевый электрод покрывает никелевый нанопровод, ток течет внутри Nb-

сверхпроводника, который работает как сверхпроводящий шунт. В ферромагнитном нанопроводе нормальный ток, фактически, не течет. Наконец, обратное преобразование из сверхпроводящего тока в нормальный ток происходит на выходной кромке интерфейса Nb/Ni. В результате краевые области двуслойки Nb/Ni дают существенный вклад в сопротивление границы раздела R_{EL} , так как в них одновременно существует и нормальный ток, и сверхпроводящий ток.

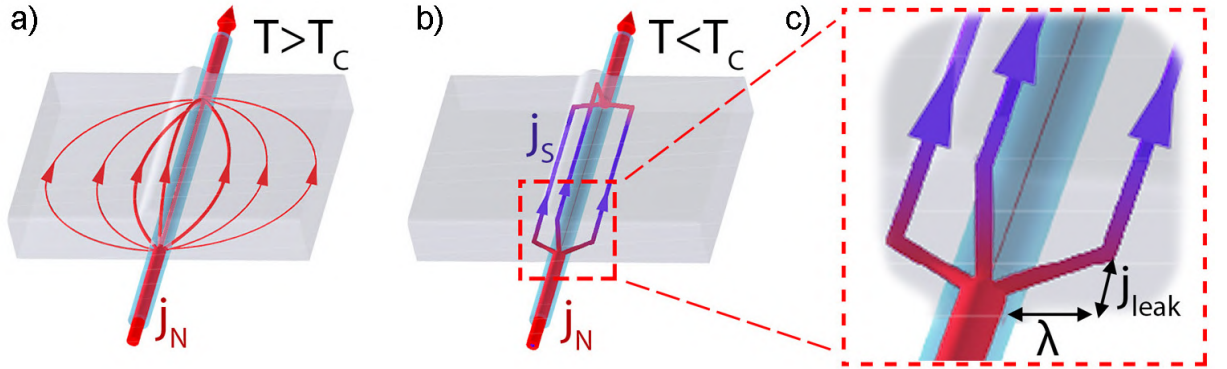


Рис. 38. Эскизы распределения тока в перекрывающейся двуслойной области под потенциальными электродами Nb/Ni-NW в эксперименте с четырьмя зондами. а) Ниобий находится в нормальном состоянии; б) ниобий находится в сверхпроводящем состоянии; в) увеличенный эскиз распределения тока на границе раздела Nb/Ni. Сверхпроводящий ток изображен линиями синего цвета, нормальный ток – красными линиями.

В четырехзондовом методе разность потенциалов измеряется между двумя внутренними сверхпроводящими Nb электродами. Учитывая два одинаковых преобразования тока – одно на выходной кромке первого внутреннего электрода, а другое – на входе второго, полное измеренное сопротивление $R = V/I$:

$$R = R_{Ni} + 2R_{EL}, \quad (4)$$

где сопротивление Ni-нанопровода:

$$R_{Ni} = \frac{4l_{NW}\rho_{Ni}}{\pi d^2}. \quad (5)$$

Здесь $l_{NW} = 380$ нм – это расстояние между внутренними электродами, ρ_{Ni} – удельное сопротивление нанопровода, $d = 107$ нм – его диаметр, а R_{EL} является эффективным сопротивлением электрода Nb/Ni.

Чтобы найти R_{EL} , мы разделяем входную и выходную области Nb/Ni на небольшие блоки длиной Δl . Никелевая часть этого блока имеет сопротивление

$$R_{NW} = \frac{4\rho_{Ni}\Delta l}{\pi d^2}. \quad (6)$$

Эти никелевые части связаны со сверхпроводящим ниобиевым шунтом через эффективное сопротивление области преобразования тока (граничное сопротивление, обусловленное главным образом проникновением неравновесных квазичастиц в сверхпроводящий Nb вблизи T_c [118],

$$R_B = \frac{\rho_B}{\Delta l \pi d}, \quad (7)$$

где ρ_B – сопротивление интерфейса Nb/Ni.

Сопротивление входной и выходной областей Nb/Ni-электродов R_{EL} может быть смоделировано как полубесконечная цепочка сопротивлений R_B и R_{NW} , как показано на Рис. 39. В этой схеме верхняя часть представляет собой Nb-шунт. В результате общее сопротивление R_{EL} равно сумме сопротивлений R_B и $R_{NW} + R_{EL}$, соединенных параллельно:

$$\frac{1}{R_{EL}} = \frac{1}{R_B} + \frac{1}{R_{NW} + R_{EL}}. \quad (8)$$

Из (8) получаем

$$R_{EL} = R_{NW} \left(-\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{R_B}{R_{NW}}} \right). \quad (9)$$

В пределе $\Delta l \rightarrow 0$ из выражения (9) имеем:

$$R_{EL} = \frac{2\sqrt{\rho_{Ni}\rho_B}}{\pi d^{3/2}}. \quad (10)$$

Теперь оценим температурную зависимость удельного сопротивления интерфейса ρ_B . Благодаря обратному эффекту близости сверхпроводящая щель Nb сильно подавлена на границе Nb/Ni. Внутри Nb-электрода она восстанавливается до своего объемного (bulk) значения только на расстоянии порядка длины когерентности Гинзбурга-Ландау, зависящей от температуры: $\xi_{GL}(T) =$

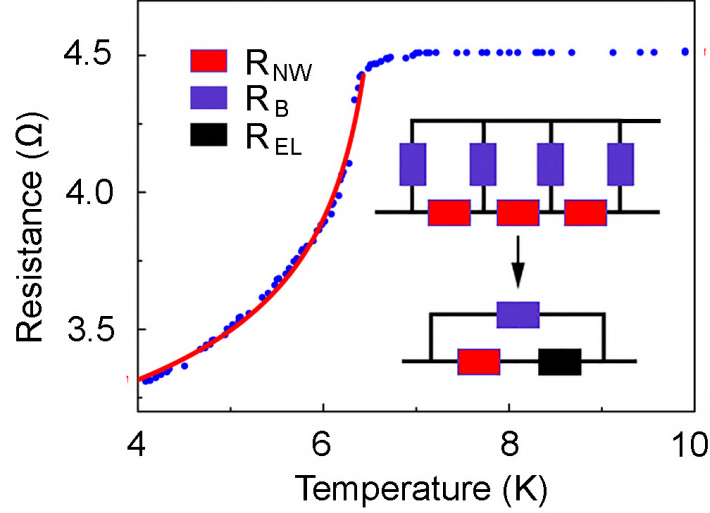


Рис. 39. Зависимость $R(T)$, измеренная при $I_{sam} = 30$ мкА по четырехточечной схеме (синие точки). Красная пунктирная линия: фиттинг с использованием эффективной модели сопротивления. На вставке показана эквивалентная схема эффективного сопротивления интерфейса Nb/Ni-NW.

$(\pi/2)\xi_{Nb}(1 - T/T_c)^{-1/2}$, где $\xi_{Nb} = (\hbar D/2\pi k_B T_c)^{1/2}$, D – коэффициент диффузии. На микроскопическом уровне при удалении от T_c преобразование нормального тока в сверхпроводящий происходит благодаря андреевскому отражению квазичастиц от стенки потенциального барьера, образованного координатно-зависимой щелью в спектре элементарных возбуждений Nb. В результате квазичастицы, несущие нормальный ток, затекают в область порядка $\xi_{GL}(T)$ в окрестности интерфейса Nb/Ni-NW. Это позволяет оценить температурную зависимость удельного сопротивления интерфейса:

$$\rho_B \sim \xi(T) \sim \xi_{Nb}(1 - T/T_c)^{-1/2}. \quad (11)$$

В более продвинутых моделях [118–120] сопротивление интерфейса имеет температурную зависимость $\rho_B \sim (1 - T/T_c)^{-\alpha}$, где коэффициент α близок к 0.5 – его точное значение определяется процессами релаксации энергии неравновесных квазичастиц в сверхпроводнике. Поскольку точное определение коэффициента пропорциональности в выражении (11) является сложной задачей, мы объединили (10) и (11) в $R_{EL} = 0.5A(1 - T/T_c)^{-1/4}$ и использовали следующее выражение для соответствия наблюдаемой температурной зависимости

общего сопротивления структуры:

$$R(T) = R_{Ni} + A(1 - T/T_C)^{-1/4}, \quad (12)$$

где R_{Ni} и A являются подгоночными параметрами.

Это выражение следует непосредственно из (4) и учитывает температурную зависимость R_{EL} в (4). Наилучшее совпадение (красная линия на Рис. 39) было достигнуто при параметрах $R_{Ni} \approx 1.8$ Ом и $A \approx 1.2$ Ом. Первое значение позволяет оценить удельное сопротивление Ni-NW – $\rho_{Ni} \approx 4.26$ мкОм см, в удовлетворительном соответствии с результатами предыдущих экспериментов на структурах на основе Ni-NW при температурах жидкого гелия [111, 116] и полученным выше значением $\rho_{Ni} = 7.7$ мкОм см.

Фактически, подгоночные параметры соответствуют независимым физическим величинам. Первый из этих параметров, R_{Ni} , полностью определяется геометрией нанопровода и его удельным сопротивлением. Второй параметр подгонки, A , в соответствии с уравнениями (10) и (11) зависит от сопротивления границы раздела Nb/Ni. Величина этого параметра определяет длину конверсии нормального тока в сверхпроводящий ток.

На этом этапе можно проверить правильность наших предположений о сверхпроводящем шунтировании и о характерных расстояниях l_{leak} , на которых происходит преобразование токов. Пользуясь формулами (6) и (7), приравнивая сопротивления $R_{NW} = R_B$, и полагая $l_{leak} \approx \Delta l$, мы можем оценить характеристическую длину затекания тока l_{leak} в никелевый нанопровод из электрода.

При $T = 4.2$ К имеем:

$$l_{leak} \approx R_{EL}\pi d^2/4\rho_{Ni} \approx 160 \text{ nm}, \quad (13)$$

что на порядок меньше ширины ниобиевых электродов. Это неравенство, наряду с фиттингом на Рис. 39, выполненном при поддержке теоретиков МГУ, подтверждает правильность нашего первоначального предположения.

4.2.2 Магнито-транспортные измерения. Вхождение абрикосовских вихрей.

Преобразование нормального тока, протекающего в Ni-NW, в сверхпроводящий ток в Nb-шунте на короткой длине интерфейса сверхпроводящий электрода/нанопровод оказывает сильное влияние на характер магнитотранспортных свойств исследованного образца. Для Nb/Ni-NW/Nb структуры были проведены измерения сопротивления образца от внешнего продольного магнитного поля H при различных температурах. Продольное магнитосопротивление $R(H)$, измеренное при 10 К ($T > T_c$), представлено на Рис. 40, а измеренное при 4.2 К ($T > T_c$) – на Рис. 41.

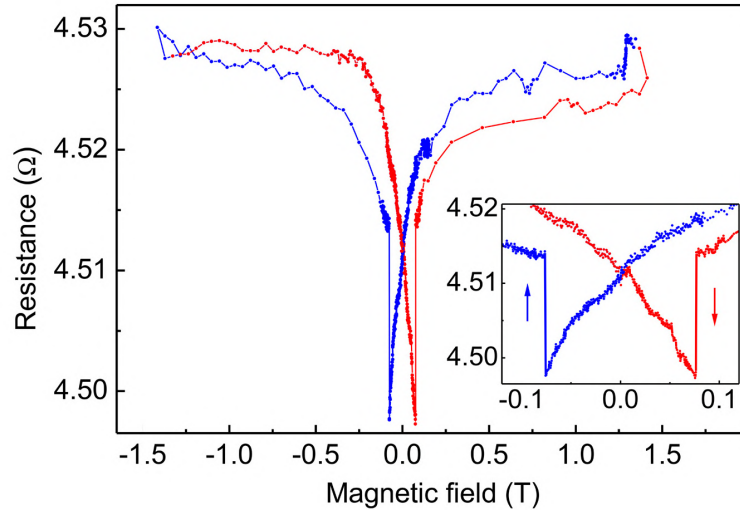


Рис. 40. Магнитосопротивление $R(H)$, измеренное при $T = 10$ К. Вставка: петли гистерезиса из-за переключения намагниченности Ni-NW при ± 0.076 Т.

Когда Nb-электроды находятся в нормальном состоянии, $T > T_c$, магнитное поле равномерно входит в ниобиевые электроды (Рис. 42а). $R(H)$ соответствует стандартному анизотропному магнитосопротивлению в продольном магнитном поле (AMR) [108, 110, 113, 121] (Рис. 40). При циклировании магнитного поля $R(H)$ демонстрирует гистерезис из-за перемагничивания Ni-NW при коэрцитивном поле $H_c = \pm 0.076$ Т. Изменение магнитосопротивления не превышает 0.7% во всем диапазоне магнитного поля 0 – 1.5 Т. При этом скачки $R(H)$ при H_c составляют около $\Delta R_M \sim 0.015$ Ом (вставка на Рис. 40).

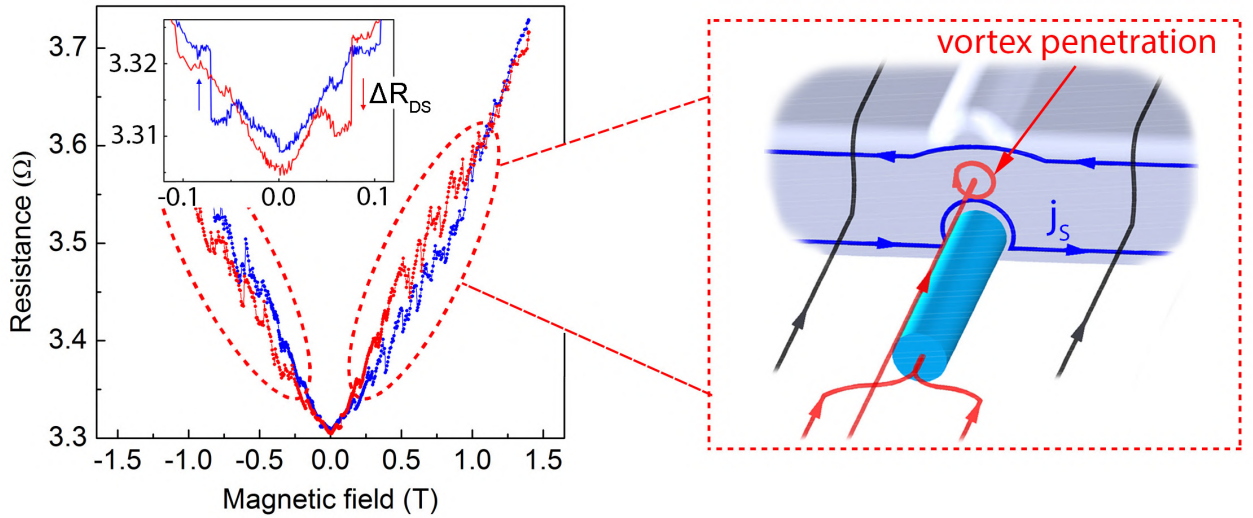


Рис. 41. Магнитосопротивление $R(H)$, измеренное при $T = 4.2$ К. Вставка: петли гистерезиса из-за переключения намагниченности Ni-NW при ± 0.076 Т. Красные пунктирные эллипсы указывают на определенные области в $R(H)$, где проникновение абрикосовского вихря вызывает серию пиков в магнитосопротивлении. Справа: эскиз проникновения вихря в Nb-электроды на границе раздела Nb/Ni вблизи кромок электрода.

При $T = 4.2$ К ниобий находится в сверхпроводящем состоянии, и магниторезистивное поведение структуры резко меняется (Рис. 41а). В начале развертки поля первый скачок сопротивления, представленный на вставке графика $R(H)$, соответствует обсуждаемому выше перемагничиванию никелевого нанопровода с незначительным ростом сопротивления, по порядку равному скачку на $R(H)$ при $T = 10$ К. Затем наблюдается значительное увеличение сопротивления с ростом магнитного поля. Вероятно, это связано с тем, что по сверхпроводнику начинает циркулировать мейсснеровский ток j_s (синие линии на Рис. 42b), который экранирует внешнее магнитное поле, перераспределяя его в область нанопровода. В увеличивающемся магнитном поле этот ток постепенно подавляет сверхпроводящие корреляции в окрестности границы раздела Nb/Ni и провоцирует рост длины l_{leak} преобразования сверхпроводящего тока в нормальный ток (длины конверсии). В результате сопротивление Nb/Ni интерфейса увеличивается. Это объясняет общий рост сопротивления в зависимости $R(H)$, показанное на Рис. 41: оно быстро и почти линейно растет от $R = 3.33$ Ом до $R = 3.74$ Ом, то есть примерно на 12% от общего значения во всем диапазоне магнитных по-

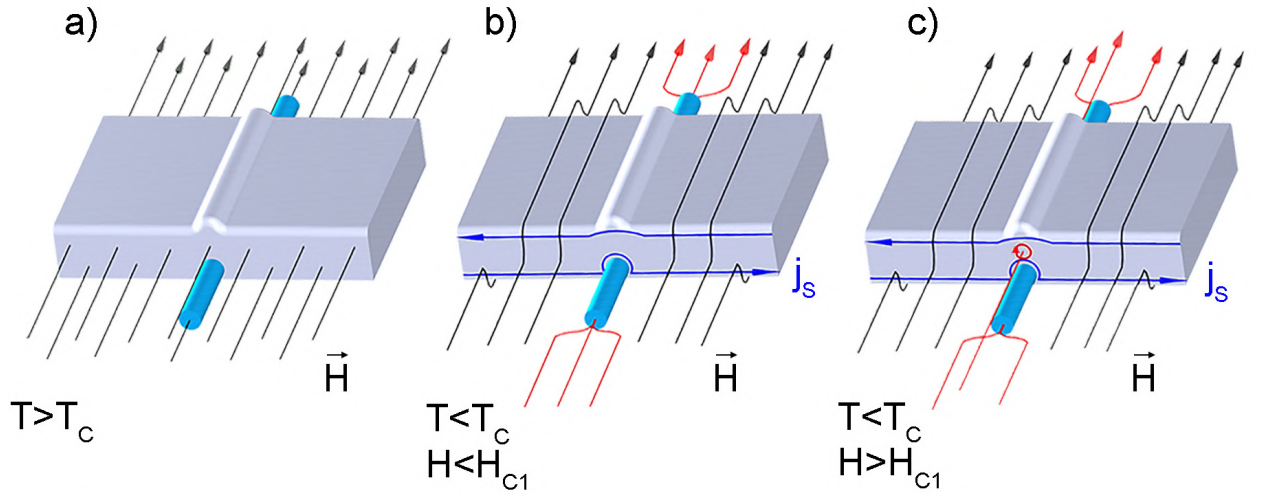


Рис. 42. Поведение гибридной структуры при различных внешних магнитных полях и температурах. (а) $T > T_c$, магнитное поле (представленное серией черных стрелок) равномерно входит в образец. Тока экранирования нет. (б) $T < T_c$, при $H_c < H < H_{c1}$ магнитное поле выталкивается благодаря экранирующим мейснеровским токам (синие стрелки), протекающим по краям Nb-электродов и сосредотачивается в нанопроводе. Ток экранирующего тока сильно модифицируется вблизи границы раздела Nb/Ni. (с) Абрикосовский вихрь проникает внутрь Nb-электрода от границы раздела Nb/Ni.

лей 0 – 1.5 Т, намного сильнее, чем при $T = 10$ К. Кроме того, кривая $R(H)$ имеет гистерезисный вид; разница в удельном сопротивлении между ветвями $R(H)$, измеренными при увеличении и уменьшении магнитного поля, достигает примерно 0.05 Ом при $H = 0.7$ Т.

Важно отметить, что кривые $R(H)$ имеют пилообразную форму (в областях, отмеченных пунктирными эллипсами на Рис. 41) с почти периодическими скачками сопротивления до $\Delta R_V \leq 0.05$ Ом. Амплитуда этих скачков больше, чем изменение сопротивления структуры при перемагничивании ΔR_{DS} (см. вставку на Рис. 41). Необходимо также отметить, что относительное изменение сопротивления ΔR_{DS} при $H = H_c$ и $T = 4.2$ К, несколько меньше, чем при $T = 10$ К, Рис. 40.

Поскольку магнитное переключение Ni-NW приводит лишь к незначительным изменениям $R(H)$, то можно предположить, что основные особенности магнитосопротивления должны быть тесно связаны с явлениями, происходящими вблизи границы раздела Nb/Ni. Как уже было сказано, сопротивление этих об-

ластей в основном определяется неравновесными процессами преобразования нормального тока в сверхпроводящий ток и обратно [118–120], происходящими на длине примерно 160 нм по Ур. (13) для $T = 4.2$ К и $H = 0$. Мы предполагаем, что скачки сопротивления $R(H)$ в областях, отмеченных эллипсами на Рис. 41, связаны с проникновением абрикосовских вихрей в сверхпроводящий электрод в окрестности ферромагнитного нанопровода. Когда приложенное магнитное поле превышает первое критическое поле ниобия H_{c1} , сверхпроводящее смешанное состояние с абрикосовскими вихрями становится энергетически выгодным. По мере увеличения приложенного магнитного поля увеличивается мейсснеровский ток j_s , это ослабляет сверхпроводящий параметр порядка вблизи внешних границ ниобия и способствует проникновению вихрей внутрь сверхпроводника. Область, где наиболее вероятно проникновение вихрей, расположена на границе раздела Nb/Ni, где сверхпроводящий параметр порядка дополнительно подавляется обратным эффектом близости от Ni-NW (Рис. 42b).

Проникновение вихря в Nb уменьшает магнитную энергию и экранирующие токи [122]. Последний эффект особенно важен вблизи поверхности Nb/Ni из-за своеобразной геометрии устройства (см. Рис. 42c).

Проникновение абрикосовских вихрей локально восстанавливает сверхпроводимость вблизи границы раздела Nb/Ni и уменьшает длину конверсии нормального тока в сверхпроводящий ток. Происходит падение сопротивления ΔR_V в сопротивлении интерфейса. При дальнейшем увеличении поля токи экранирования снова начинают расти, пока в систему не войдет новый вихрь.

Цикличность процесса уравнивания магнитного воздействия на структуру процессами в сверхпроводнике вблизи Nb/Ni интерфейса приводит к серии скачкообразных падений сопротивления, наблюдаемых на $R(H)$ (Рис. 41, Рис. 43a). Эти скачки $\Delta R_V(H)$ выглядят почти периодическими, откуда возникает вопрос, детектирует ли Nb/Ni-NW/Nb структура вход/выход каждого отдельного вихря. Можно сделать простую оценку общего числа вихрей, проникших в образец в поле H , и сравнить со статистикой, представленной на Рис. 43b.

Из-за геометрии структуры площадь S , в которую проникают абрикосов-

ские вихри из заданной точки, имеет порядок $S \sim h^* \times \lambda_{Nb} = 1.7 \times 10^4 \text{ нм}^2$, где $h^* \simeq h - 2\xi_{GL} \simeq 220 \text{ нм}$ – эффективная толщина ($h = 240 \text{ нм}$ – толщина ниобиевых электродов, $\xi_{GL}^{Nb} = 10 \text{ нм}$ – длина когерентности в ниобии) $\lambda_{Nb} \simeq 80 \text{ нм}$ – лондоновская глубина проникновения магнитного поля в пленку Nb при $T = 4.2 \text{ К}$. При поле $H \geq 1 \text{ Т}$ должно быть около $N = SH/\Phi_0$, т.е. порядка 10 вихрей Абрикосова (в этой оценке Φ_0 – квант магнитного потока, диамагнитным экранированием пренебрегают). Поэтому, если два электрода абсолютно идентичны, вихри проникают в них одновременно, и можно было бы ожидать более 20 скачков сопротивления до магнитного поля $\sim 1 \text{ Т}$. Если контакты немного отличаются, то один ΔR_V скачок соответствует проникновению одного или двух вихрей, и ожидаемое количество событий на 1 Т может составлять 10–40 штук. На Рис. 43а представлена увеличенная часть графика $R(H)$ количество скачков сопротивления было подсчитано для каждой развертки поля и построено на Рис. 43б, эта статистика обозначена синими и красными символами. Черная линия на Рис. 43б соответствует статистике событий проникновения абрикосовских вихрей в структуру, она имеет наклон $28 \times H$ и находится в хорошем согласии с экспериментом. Это свидетельствует о способности устройства Nb/Ni-NW/Nb обнаруживать отдельные квантовые вихри.

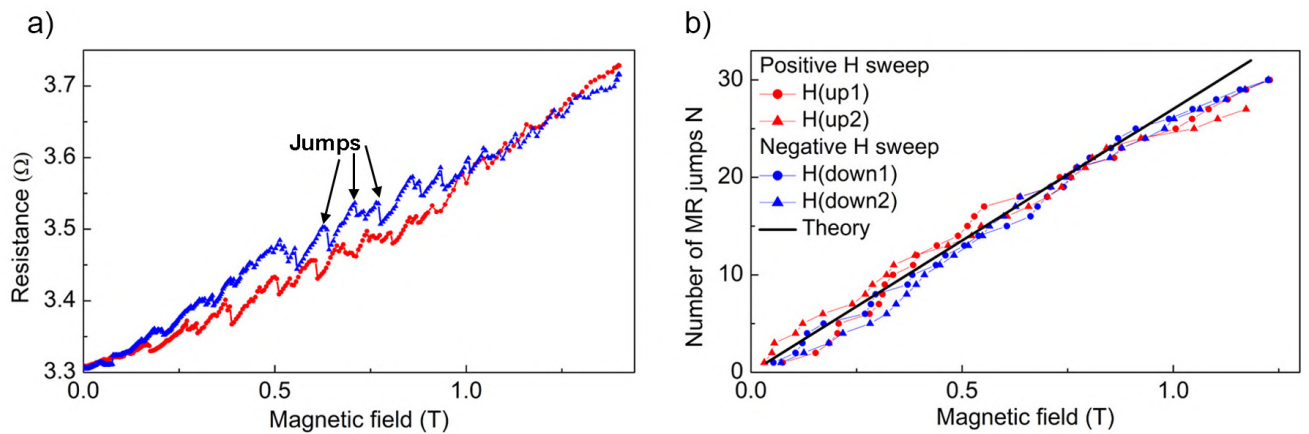


Рис. 43. а) Увеличенное изображение правой ветви графика $R(H)$ при $T = 4.2 \text{ К}$ (см. Рис. 41а). б) Статистика данных скачков магнитосопротивления, в зависимости от приложенного поля.

Однако, несмотря на фиксированный магнитный поток в каждом вихре, скачки сопротивления ΔR_V при развертке поля не являются регулярными:

они имеют и разные амплитуды, и слегка апериодическое возникновение при введении/выводе магнитного поля из образца. Есть несколько причин такого «нерегулярного» поведения [A2]. Вихри покидают область интерфейса после вхождения в ниобиевый электрод. Положение равновесия вихря в Nb зависит от наличия других вихрей в окрестности, поверхностных и объемных дефектов и т.д. Падение сопротивления на кривой магнитосопротивления сильнее для вихрей, ушедших далеко от границы интерфейса, и меньше для вихрей, оставшихся поблизости от нее. Это же объяснение применимо к гистерезису в $R(H)$ и может быть интерпретировано моделью критического состояния (моделью Бина) [123, 124]. В этом случае окончание гистерезиса на кривой $R(H)$ на Рис. 41 при $H \simeq 1$ Т соответствует так называемому полю сверхпроводящей необратимости [125–127]. Кроме того, необходимо помнить, что сопротивление 4-точки включает в себя сумму сопротивлений на входе и выходе интерфейса Nb/Ni, которые считались равными в выражении Ур. (4). В реальных структурах контакты имеют слегка отличающиеся характеристики, что сказывается на проникновении вихрей.

Магниторезистивные измерения также были проведены при температуре $T = 6$ К (Рис. 44а) – в середине сверхпроводящего перехода (см. Рис. 37а). В увеличивающемся магнитном поле сопротивление быстро росло и при $H \simeq \pm 0.8$ Т выходило на насыщение до значения сопротивления в нормальном состоянии. Это указывает на то, что поле эффективно ослабляло сверхпроводящие корреляции на границе раздела Nb/Ni и переводило Nb-электроды в несверхпроводящее состояние. Скачки сопротивления ΔR_{DS} при $H = H_c$ (вставка Рис. 44а) при $T = 6$ К все еще наблюдались, но гистерезис на зависимостях $R(H)$ исчезал. Кроме того, ΔR_V скачки, которые мы связываем с проникновением/выходом вихря, больше не обнаруживались. Основная причина исчезновения ΔR_V может быть в том, что при $T = 6$ К, эффективная SF граница, на которой образуются вихри Абрикосова и проникают в сверхпроводник, отдалается от области границы раздела Nb/Ni глубоко в Nb.

Необходимо отметить особенность на графике $R(H)$, хорошо заметную в интервале полей $\mu_0 H \simeq \pm (0.5 - 0.6)$ Т, при котором магнитосопротивле-

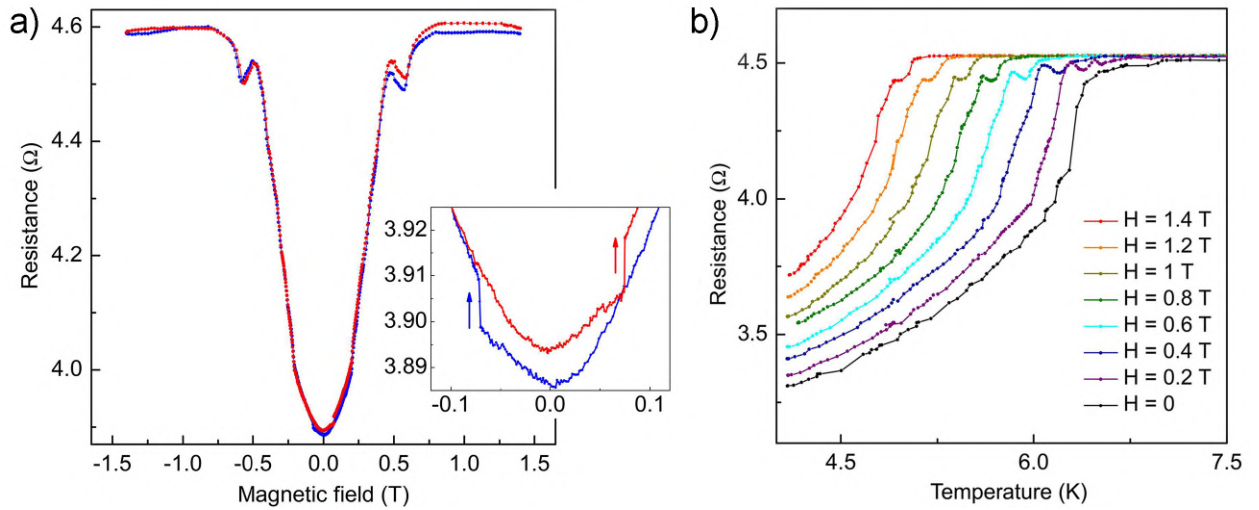


Рис. 44. (а) Магнитосопротивление $R(H)$, измеренное при $T = 6$ К. На вставке показаны увеличенная область кривой $R(H)$ в окрестности H_c . Красный и синий цвета соответствуют разворотке поля в противоположных направлениях, которые указаны стрелками. (б) Эволюция температурных зависимостей сопротивления нанопроволоки Ni для различных магнитных полей.

ние падает примерно на 0.05 Ом, а потом возрастает и выходит на насыщение (Рис. 44а). Аналогичный скачок в окрестности перехода в нормальное состояние наблюдается на зависимостях $R(T)$ от магнитного поля в окрестности нескольких десятых Кельвина от начала перехода (Рис. 44б). Значения приложенного магнитного поля лежали в интервале 0.2 – 1.4 Т. Это явление размыто в нулевом поле $H = 0$, но присутствует в других полях.

Возникновение данного эффекта было связано со спиновой поляризацией тока в нанопроводе. Ток, протекающий внутри ферромагнитного никелевого нанопровода, является частично спин-поляризованным, а сверхпроводящий ток в ниобиевых контактах не имеет спиновой поляризации. Это означает, что только спин-неполяризованная часть тока в нанопроводе может конвертироваться на SF-границе в сверхпроводящий ток. Это приводит к спиновой аккумуляции [128, 129] – возникновению неравновесной спиновой плотности вблизи доменных стенок ферромагнетика.

При $H > 0$ число доменных стенок в ферромагнетике уменьшается, увеличивается спиновая поляризация тока и происходит усиление намагниченности в Ni-NW. При этом при понижении температуры происходит резкое понижение

доли спин-неполяризованного тока, текущего по ниобию, находящегося в сверхпроводящем состоянии. Растет доля спин-поляризованного тока, протекающего по нанопроводу, и наблюдается резкое падение сопротивления структуры, которое затем снова вырастает при понижении температуры.

В нулевом магнитном поле наличие доменных стенок в нанопроводе приводит к увеличению компоненты спин-неполяризованного тока, способного затекать в Nb, соответственно существенного падения сопротивления не происходит. В случае магнитного поля $H = 0.2$ Т наблюдается две аналогичные особенности на зависимости $R(T)$. По-видимому, это связано с вкладом в сопротивление двух SF-границ для двух электродов, несколько отличающихся друг от друга, так что при малых полях этот эффект заметен для каждого электрода в отдельности.

4.2.3 Магнитное микромоделирование

Поведение магнитосопротивления ферромагнитных нанопроводов можно оценить, используя микромагнитное моделирование [130]. Этот подход основан на решении уравнения Ландау-Лифшица-Гилберта (ЛЛГ), которое описывает динамику локального вектора намагниченности M . В единицах локального намагничивания вектор $m = M/M_s$, где M_s – намагниченность насыщения, динамика определяется как

$$\frac{dm}{dt} = \frac{\gamma}{1 + \alpha^2} (m \times H_{eff} + \alpha m \times m \times H_{eff}) \quad (14)$$

где γ – гиромагнитное отношение, α – безразмерная постоянная затухания Гильберта, а H_{eff} – эффективное поле, которое включает в себя поле размагничивания H_d , поле обмена H_e , поле магнитокристаллической анизотропии H_a и внешнее магнитное поле H

$$H_{eff} = H_d + H_e + H_a + H \quad (15)$$

Численное решение уравнения ЛЛГ было получено методом конечных разностей [131] с использованием программы микромагнитного моделирования с

открытым исходным кодом на GPU - MuMax3 [132]. Для моделирования использовались следующие параметры, типичные для Ni: обменная постоянная $A = 1.05 \times 10^{11}$ Дж/м и намагниченность насыщения $M_s = 4.95 \times 10^5$ А/м [133], обеспечивающая длину обмена $l_e = \sqrt{2A/\mu_0 M_s^2} \simeq 8.3$ нм.

Измеренные нами магнитнорезистивные зависимости $R(H)$ демонстрирует обычное продольное магнитосопротивление [108, 110, 113]. Известно, что удельное сопротивление однородно намагниченного ферромагнетика зависит от угла между током в образце и локальной намагниченностью. Для монокристаллического участка удельное сопротивление определяется как [134]

$$\rho(\phi) = \rho_0(1 + \beta \cos(\phi)) \quad (16)$$

где ρ – удельное сопротивление размагниченного образца, ϕ – угол между приложенным током и вектором намагниченности, а β – коэффициент анизотропного магнитосопротивления. В геометрии данного эксперимента магнитное поле направлено вдоль длинной оси нанопровода. При этом значение $\cos(\phi)$ определяет проекцию единичного вектора намагниченности m_x на это направление, т.е. $m_x = \cos(\phi)$ и соответственно

$$\rho(m_x) = \rho_0(1 + \beta m_x) \quad (17)$$

Подчеркнем, что расчетная гистерезисная MR кривая $R(H)$ (Рис. 45) соответствует гистерезисной зависимости намагниченности Ni-NW в параллельном магнитном поле: сопротивление изменяется скачком при поле равном полю коэрцитивности $H_c = \pm 0.076$ Т и затем плавно возрастает при дальнейшем увеличении поля, что находится в согласии с результатами работы [106]).

Большая разница в соотношении между диаметром и длиной нанопровода ($\sim 1:60$) позволяет характеризовать переключение с использованием аналитических оценок для перемагничивания в бесконечном цилиндре. Намагниченность бесконечного цилиндра диаметром d выше критического диаметра $d_0 = 5.2l_e \simeq 42$ нм [106, 135] меняет свое направление при поле коэрцитивности путем «перекручивания» вектора намагничивания [106]. Поле коэрцитивности

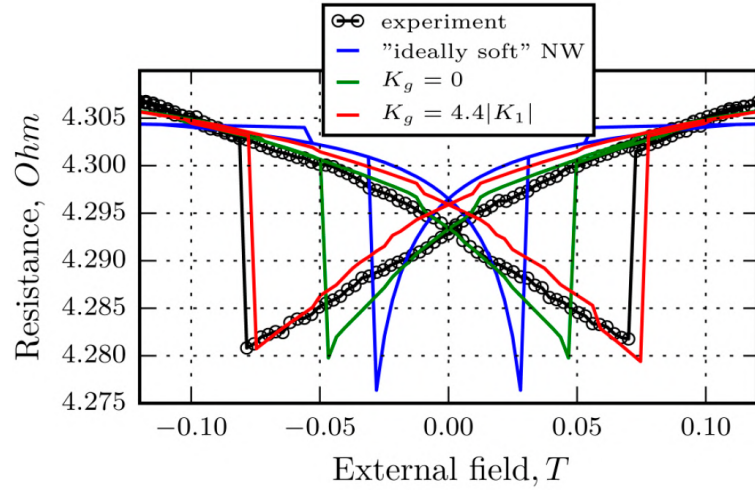


Рис. 45. Сравнение расчетных и экспериментальных зависимостей $R(H)$. Пустые кружки соответствуют экспериментальным данным. Цветные линии соответствуют теоретическим расчетам: синяя кривая – «идеальный мягкий» никелевый нанопровод, зеленая кривая – магнитосопротивление поликристаллического нанопровода с хаотично ориентированными зернами, красная кривая – магнитосопротивление поликристаллического нанопровода с хаотично ориентированными зернами и одноосной анизотропией на границах зерен.

определяется как

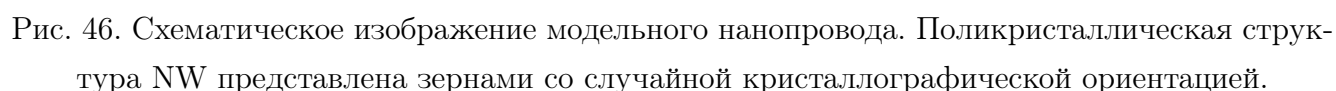
$$H_c = \frac{M_s}{2} = \frac{a(a+1)}{\sqrt{a^2 + (1+2a)\cos^2\theta}} \quad (18)$$

где $a = 1.08(d_0/d)^2$ и θ - угол между длиной осью нанопровода и приложенным магнитным полем [136].

В нашем эксперименте $\theta = 0$ и $a = 0.1$, следовательно $H_c = M_s a / 2 \simeq 0.034$ Т. Расчетное коэрцитивное поле в 2.3 раза меньше экспериментального, что указывает на решающую роль поликристаллической морфологии в процессах перемагничивания, приводящей к началу процесса перемагничивания не с торцов провода, а с дефектов структуры.

Магнитно-резистивное поведение ферромагнитных нанопроводов может быть изучено численно с помощью микромагнитного моделирования, где уравнение (17) является основой для микромагнитного представления MR, как это было предложено в работе [137]. В качестве первого шага необходимо решить Ур. (14) для определения функции распределения намагниченности в нанопроводе $m(x, y, z, \vec{H})$. Затем нанопровод разбивается на ячейки, каждая из которых

Смоделируем сначала перемагничивание и продольное магнитносопротивление для «идеально мягкого» ферромагнитного Ni нанопровода в магнитном поле, выровненном относительно его оси [A3]. Представим нанопровод в виде кубоида с размерами $4000 \times 132 \times 132$ нм² (Рис. 46 – синий кубоид). Меньшее поперечное сечение используется для исключения из расчетов немагнитного оксидного покрытия никеля толщиной 2 – 4 нм.



Предполагается, что расхождение между смоделированными и эксперимен-

тальными кривыми продольного магнитосопротивления связано с поликристаллической природой никелевого нанопровода, где каждый кристаллит обладает кубической магнитокристаллической анизотропией, которая вносит вклад в H_{eff} с H_a в Ур. (14) и (15).

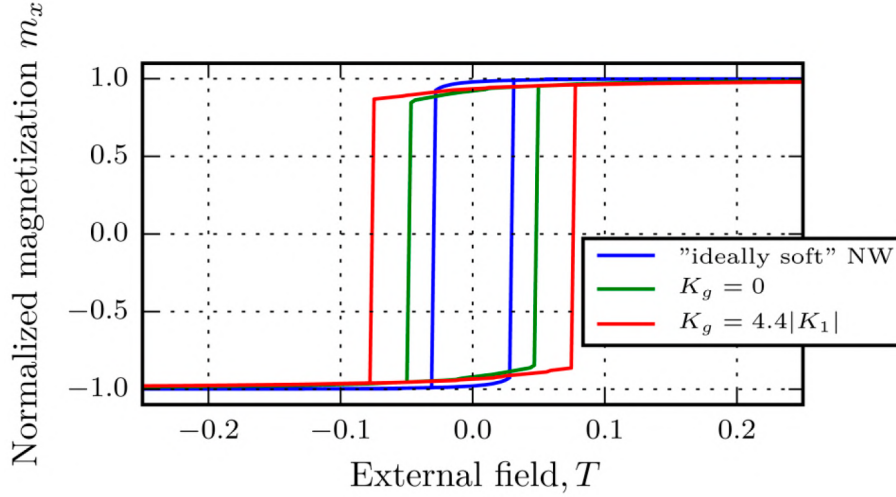


Рис. 47. Смоделированные петли гистерезиса $m_x(H)$ для случая «идеально мягкого» Ni-NW (синяя кривая), для нанопровода с хаотично ориентированными зернами (зеленая кривая), и нанопровода с хаотично ориентированными зернами и одноосной анизотропией на границах зерен (красная кривая).

Рассмотрим поликристаллическую природу нанопроволоки, разделяющей кубоид на зерна с помощью тесселяции Вороного Ур. (15) по работам [138, 139].

Предположим, что провод имеет квадратное сечение, средний размер которого равен диаметру нанопровода. Поскольку дифракционный анализ не показал предпочтительной ориентации кристаллитов в наших никелевых нанопроводах, то в расчетах мы установили ориентацию ортонормированного базиса кристаллографических осей (u_1 , u_2 , u_3) для каждого зерна случайным образом. Этот подход обычно называют моделью случайной анизотропии [140, 141]. Для моделирования использовались следующие параметры кубической магнитокристаллической анизотропии [142]: $K_1 = 126.3 \times 10^3$ Дж/м³ и $K_2 = 57.8 \times 10^3$ Дж/м³. Зеленая кривая на Рис. 47 – смоделированная петля гистерезиса $m_x(H)$ гранулированного никелевого нанопровода. Подгонка экспериментальной кривой продольного магнитосопротивления с использованием петли гистерезиса поликристаллического нанопровода дает оценку $\rho_0^{fit} = 7.73$ мкОм см, $\beta^{fit} = 3\%$

(зеленая кривая на Рис. 45). Расчетное значение коэрцитивного поля $H_c = 0.050$ Т для поликристаллического нанопровода существенно больше, чем полученное для «идеально мягкого» нанопровода, что подтверждает влияние зерен на перемагничивание нанопровода.

Однако, расчетное H_c поликристаллического нанопровода все равно меньше экспериментального значения в 1.5 раза. Можно предположить, что оставшееся несоответствие между экспериментальной и расчетной кривыми продольного MR связано с влиянием границ зерен на процесс перемагничивания. Действительно, кристаллическая структура на границах зерен нарушена, и магнитные свойства границ должны отличаться от свойств кристалла. При микромагнитном моделировании границы зерен можно рассматривать как области с эффективной анизотропией межзеренных границ или эффективной межзеренной обменной связью [143,144]. Введем одноосную анизотропию для микромагнитных ячеек на границах зерен с параметром одноосной анизотропии K_g и осью одноосной анизотропии, направленной перпендикулярно межзеренной поверхности (Рис. 46).

Фактическое значение K_g неизвестно. Чтобы его определить, был рассчитан набор петель гистерезиса при различных соотношениях между K_g/K_1 и получена зависимость коэрцитивного поля от K_g (см. Рис. 48). При отношении $K_g/|K_1| \simeq 4.4$, моделируемое коэрцитивное поле точно соответствует экспериментальному $H_c = 0.076$ Т. Расчетный параметр K_g для всех измеренных образцов с никелевыми нанопроводами находится в узком диапазоне около $4.5|K_1|$. Небольшое различие K_g для разных образцов может быть объяснено незначительным изменением магнитных свойств границ зерен для различных нанопроводов.

Петля гистерезиса $m_x(H)$, промоделированная при $K_g/|K_1| \simeq 4.4$, показана на Рис. 47 красной кривой. Подгонка экспериментального продольного магнитосопротивления (красная кривая на Рис. 45) демонстрирует хорошее совпадение с экспериментальными данными и дает $\rho_0^{fit} = 7.69$ мкОм см, $\beta_{fit} = 4\%$. При этом удельное сопротивление ρ_0 , полученное при подгонке продольного MR, соответствует измеренному удельному сопротивлению $\rho = 7.7$ мкОм см

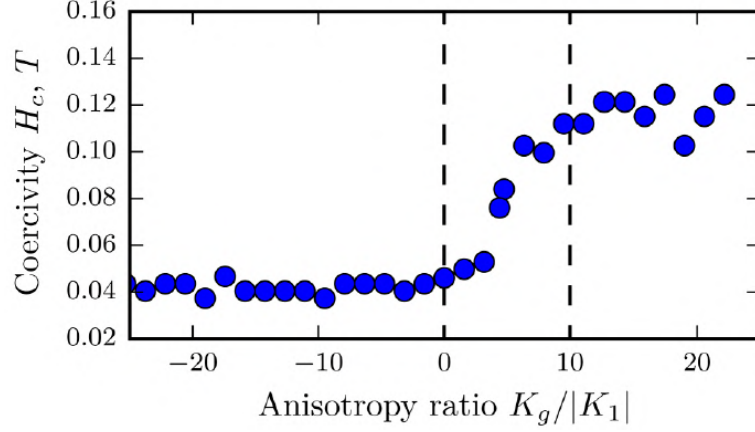


Рис. 48. Зависимость поля коэрцитивности от одноосной анизотропии на границах зерен поликристаллического нанопровода. Экспериментально полученное $H_c = 0.076$ Т соответствует отношению $K_g/|K_1| \simeq 4.4$.

при температуре $T = 10$ К. Таким образом, действительно, решающую роль для продольного MR играет поликристалличность нанопровода, где магнитокристаллическая анизотропия случайно ориентированных зерен и эффективная одноосная анизотропия на границах зерен имеют одинаково важное значение.

Рассмотрим теперь влияние эффективной одноосной анизотропии на границах зерен на процесс перемагничивания нанопровода. График $H_c(K_g)$ на Рис. 48 можно разделить на три различных диапазона (обозначены пунктирными линиями). При $K_g < 0$, перемагничивание происходит путем «скручивания», когда при размагничивании магнитные вихри образуются на краях нанопровода и распространяются навстречу друг другу. В этом случае свойства границ зерен не влияют на магнитостатику образования и распространения вихрей, коэрцитивное поле $H_c \approx 0.04$ Т незначительно зависит от K_g . При больших значениях $K_g > 10|K_1|$ эффективная анизотропия границ зерен доминирует в процессе перемагничивания и предотвращает образование и распространение магнитных вихрей. В нашей модели размер зерна – это диаметр нанопроволоки, как в эксперименте. В моделируемой проволоке около 40 зерен. Таким образом, разные части зерен играют разную роль в пиннинге вихрей в процессах перемагничивания при разных значениях K_g . Если бы было меньше зерен, то этот эффект пиннинга был бы усреднен по длине нанопроволоки, и Рис. 48 был бы более плавным.

В интервале промежуточных значений $0 < K_g < 10|K_1|$ коэрцитивное поле сильно зависит от K_g . В этом диапазоне перемагничивание происходит в режиме скручивания, как и в первом рассмотренном случае, однако магнитные вихри пиннингуются на границах зерен. Таким образом, высокое H_c никелевого нанопровода объясняется инверсией намагниченности в режиме «скручивания», когда магнитные вихри образуются и распространяются в случайно ориентированной зернистой структуре NW, а распространение на границах зерен подавляется.

Таким образом, нами изготовлены и изучены структуры Nb/Ni-NW/Nb на основе никелевых нанопроводов со сверхпроводящими ниобиевыми контактами. Исследовано магнитосопротивление образцов при разных температурах вблизи сверхпроводящего перехода ниобия. Показано, что при температуре ниже T_c структура может являться детектором абрикосовских вихрей, проникающих в ниобий в области контакта с ферромагнитным нанопроводом, что приводит к скачкам сопротивления на зависимости $R(H)$. Показано влияние кристаллической структуры нанопровода на процессы перемагничивания такого объекта.

4.3 Исследование структур на основе кобальтовых нанопроводов

Исследование планарных гибридных структур на основе кобальтовых нанопроводов со сверхпроводящими электродами было интересно как для изучения магнитных свойств структуры, так и для проверки результатов работы [21], в которой утверждается, что джозефсоновское поведение структур, изготовленных с помощью FIB (W/Ga/Co-NW/W/Ga). В данной работе на основе монокристаллических кобальтовых нанопроводов были изготовлены образцы Nb/Co-NW/Nb в виде гребенок с различным расстоянием между потенциальными электродами и с разными диаметрами нанопроводов (Рис. 49, Таблица 5). Все измерения были проведены с помощью четырехточечной схемы измерения в криостате He⁴, оснащенный сверхпроводящим соленоидом с магнитным полем до 1.4 Т.

Магнитное поле прикладывалось как параллельно главной (длинной) оси нанопровода, так и перпендикулярно ей. Ток через образец составлял $I_{sam} = 1$ мкА для измерений сопротивления от температуры и $I_{sam} = 50$ мкА для измерений сопротивления в магнитном поле (вольт-амперные характеристики измерялись в диапазоне токов 0 – 10 мкА).

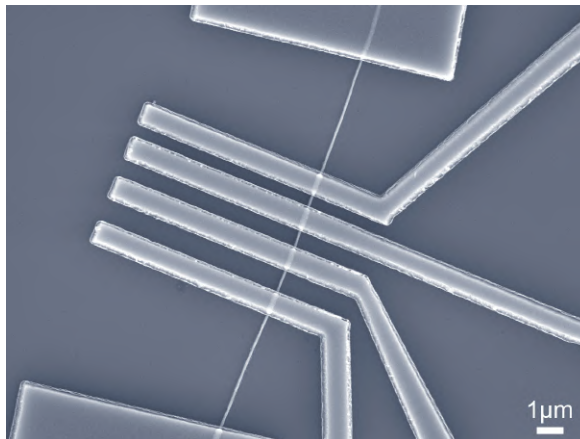


Рис. 49. Пример СЭМ-изображения структуры Nb/Co-NW/Nb.

Таблица 5. Данные измерений по кобальтовым нанопроводам, буквенное обозначение соответствует номеру структуры, цифра – порядковому номеру перехода на образце; d – диаметр нанопровода, L – длина между потенциальными контактами, ρ – удельное сопротивление образца.

Sample name	A1	A2	B1	B2	C1	C2	D1	D2	E	F	G	H
L , nm	684	1100	631	858	516	665	470	644	365	328	287	280
d , nm	107	107	88	88	85	85	110	85	70	65	72	58
ρ , $\mu\Omega$ cm	3.09	2.41	5.93	4.92	2.93	2.89	6.22	5.16	5.76	5.59	6.38	6.48

4.3.1 Результаты и обсуждение

Измерены зависимости сопротивления Nb/Co-NW/Nb образцов со средним диаметром кобальтовых нанопроводов $d = 95$ нм и $d = 65$ нм от температуры. Температура сверхпроводящего перехода ниобия для этих структур составила соответственно $T_c = 6.8$ К и $T_c = 8.7$ К (Рис. 50 а,б). Разная критическая температура объясняется сменой ниобиевой мишени в установке. Для исследованных

образцов Nb/Co-NW/Nb ниже сверхпроводящего перехода ниобия не наблюдалось уменьшения сопротивления до нуля участка «слабой связи» между Nb электродами, как можно было бы ожидать в соответствии с результатами, полученными в работе [21], сопротивление при низких температурах выходило на постоянное значение.

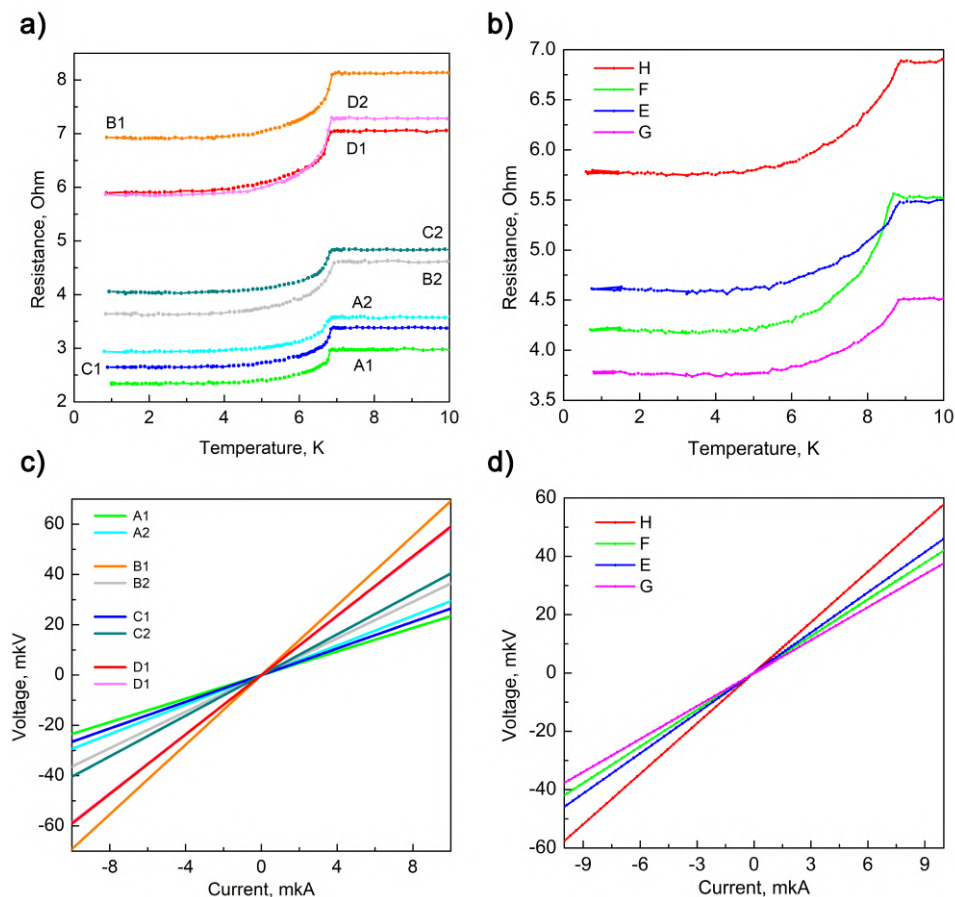


Рис. 50. На верхних панелях – зависимости $R(T)$ для образцов Nb/Co-NW/Nb: (a) со средним диаметром нанопровода $d = 95$ нм, (b) со средним диаметром нанопровода $d = 60$ нм. На нижних панелях представлены $I(V)$ характеристики, измеренные при $T = 1.2$ К (c) для первой группы образцов, (d) – для второй группы. Эكспликация всех образцов представлена в Таблице 5.

Вольт-амперные характеристики для этих структур имеют омический ход при $T = 1.2$ К для всех изученных образцов (Рис. 50 c,d), а полученные значения удельного сопротивления находятся в согласии с табличным значением для объемного кобальта, равным 5.57 мкОм см при 0 °С [90].

Для этих образцов были также проведены измерения в магнитном поле,

подобно тому, как это было сделано для никелевых нанопроводов (см. параграф 4.4.2). Поведение системы Nb/Co-NW/Nb в продольном магнитном поле было аналогично системе Nb/Ni-NW/Nb. При температуре $T = 8 \text{ K} > T_c$ (Рис. 51a) образец демонстрировал кривую магнитосопротивления с коэрцитивным полем 0.08 Т. Рост сопротивления продолжался вплоть до магнитного поля 0.75 Т и составил $\Delta R = 0.04 \text{ Ом}$. После превышения значения магнитного поля 0.75 Т магнитосопротивление переставало меняться, что соответствовало полному перемагничиванию нанопровода.

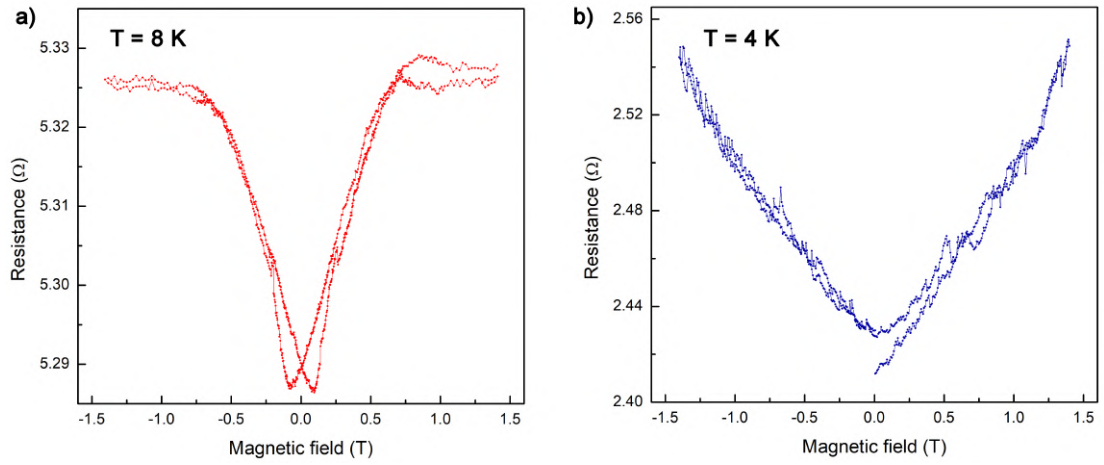


Рис. 51. Магнитосопротивление $R(H)$ образца Nb/Co-NW($d=100\text{nm}$)/Nb, измеренное (a) при $T = 8 \text{ K}$, (b) при $T = 4 \text{ K}$. Измерения проведены в магнитном поле, направленном вдоль длинной оси нанопровода.

Также были проведены магниторезистивные измерения при температуре $T = 4.2 \text{ K} < T_c$, когда ниобий находится в сверхпроводящем состоянии. В этом случае сверхпроводимость Nb приводила к существенному изменению магниторезистивного поведения структуры (Рис. 51b). В этом случае $R(H)$ быстро и почти линейно росло от $R = 2.42 \text{ Ом}$ до $R = 2.55 \text{ Ом}$, то есть примерно на 6% от общего значения во всем диапазоне магнитного поля от 0 до 1.5 Т. Как и в случае с никелевыми нанопроводами, кривые $R(H)$ для структур Nb/Co-NW/Nb имеют пилообразную форму, экспериментально демонстрирующую вход/выход абрикосовских вихрей в сверхпроводнике в области интерфейса Nb/Co.

В случае измерений в магнитном поле, приложенном перпендикулярно длинной оси нанопровода, изменения сопротивления не обнаружено. Это объясня-

ется тем, что легкая ось намагничивания лежит вдоль диаметра нанопровода и вклад кристаллической анизотропии больше, чем анизотропии формы.

При помощи метода магнитно-силовой микроскопии изучена магнитная структура кобальтовых нанопроводов (Рис. 52). Продemonстрировано, что для диаметров до 65 нм нанопровода разбиваются на домены, образуя «полосатую» магнитную структуру.

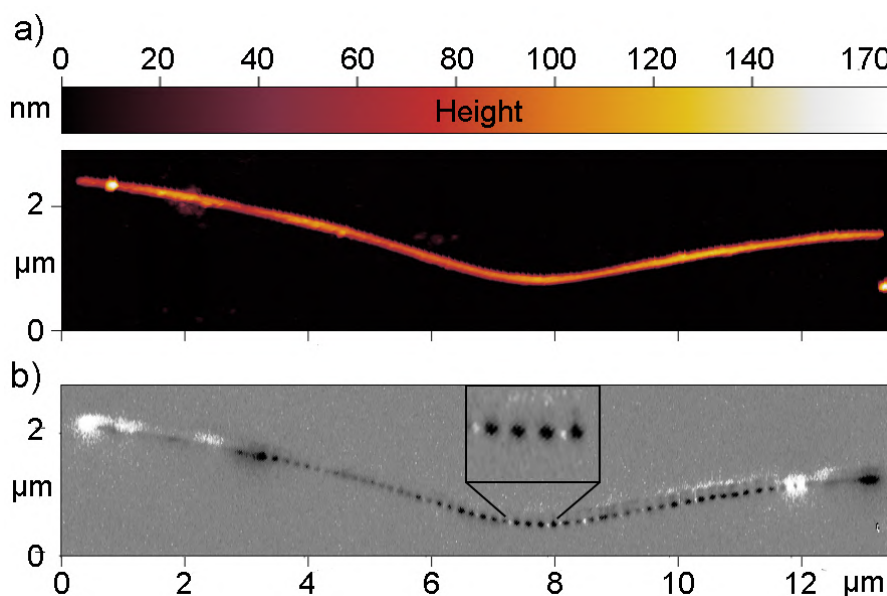


Рис. 52. (а) Топография кобальтового нанопровода, полученная при помощи АСМ, цветовая шкала отражает высоту профиля. (b) Магнитный контраст на том же нанопроводе, полученный методом МСМ. Полосатая структура соответствует магнитным доменам, намагниченность в которых направлена в противоположные стороны.

Интересным кажется изучить структуры с еще более тонкими ($d \simeq 40$ нм) кобальтовыми нанопроводами, так как в работе [21], где авторы наблюдали критический ток в системе, аналогичной рассмотренной здесь, использовались именно такие нанопровода. Мы предполагаем, что для таких тонких нанопроводов механизм перемангничивания будет отличаться от случая более массивных нанопроводов, и будет осуществляться мгновенным переворотом спинов. За счет этого может стать возможным открытие канала для спин-неполяризованного тока, и как следствие – появление критического тока в структуре Nb/Co-NW/Nb. Однако, крайне сомнительно, что в работе [21] джозефсоновское поведение связано с использованием более тонких кобальтовых нанопроводов, а не с исполь-

зованием FIB как метода изготовления контактов, приводящим к подпылению сверхпроводника в область слабой связи.

4.4 Заключение по результатам четвертой главы

В данной части работы были изготовлены планарные гибридные структуры на основе одиночных никелевых и кобальтовых нанопроводов со сверхпроводящими контактами. Показано, что SF интерфейс играет важную роль в магниторезистивном поведении структур. Обнаружено и объяснено несколько новых эффектов, связанных с явлениями наномасштаба на этой границе раздела.

Для образцов Nb/Ni-NW/Nb продемонстрировано, что при температурах выше сверхпроводящего перехода ниобия вклад в магнитосопротивление структуры вносит в основном никелевый нанопровод. При понижении температуры ниже критической температуры ниобия ситуация меняется, Nb-электроды начинают играть роль сверхпроводящих шунтов в перекрывающихся областях Nb/Ni-нанопровод. Это приводит к появлению большого магнитосопротивления, которое проявляется в хорошо выраженном гистерезисе кривой $R(H)$. Наиболее интригующей особенностью является серия скачков в магнитосопротивлении, связанных с проникновением отдельных вихрей Абрикосова через интерфейс Nb/Ni. При промежуточных температурах на сверхпроводящем переходе $T \approx 6$ К эти скачки размываются. Дополнительные особенности появляются в окрестности начала температурного перехода ниобия в сверхпроводящее состояние. Аналогичные особенности наблюдаются на кривых $R(T)$ в окрестности критической температуры при ненулевых полях. Это связано с перераспределением спин-поляризованного тока в структуре Nb/Ni-NW/Nb с понижением температуры. Важно отметить, что анизотропное магнитосопротивление системы существует при всех температурах.

Аналогичное поведение магнитосопротивления показано и для системы с кобальтовыми нанопроводами структуры Nb/Co-NW/Nb с диаметрами нанопроводов 100 нм и 65 нм. Джозефсоновского поведения в таких системах не обнаружилось, в отличие от случая, описанного в работе [21].

Проведенные исследования предоставляют возможность разработать новые криогенные гибридные нанодустройства, которые используют преимущества сложных явлений, выявленных на границе раздела сверхпроводник- ферромагнетик.

Глава 5. Исследование сверхпроводящих структур на основе сегментированных золото-никелевых нанопроводов

5.1 Введение

На сегодняшний день существует лишь небольшое количество работ, посвященных сегментированным нанопроводам из-за трудностей контролируемого создания таких объектов. В большинстве своем это нанопровода, состоящие из комбинаций различных ферромагнитных материалов [145, 146], или комбинаций ферромагнетик-нормальный металл [147, 148]. Эксперименты с такими нанопроводами в основном посвящены изучению их магнитных свойств. Ярким примером является работа Dubois et al. [58], где авторы изучают эффект перпендикулярного гигантского магнитосопротивления в мультисегментных нанопроводах NiFe/Cu и Co/Cu. Потенциальное применение подобных объектов простирается от нанофотоники до спин-орбитроники [149, 150].

В области изучения электронного транспорта в подобных системах было сделано совсем немного работ. Так например Tanase и др. [151] и Hangarter с соавторами [152] успешно изготовили резисторы из нанопроволок Pt/Ni/Pt и Ni/Au/Ni. Tanase и др. продемонстрировали линейные вольт-амперные характеристики (для токов до 1 мА) в структурах Pt/Ni/Pt как при комнатной температуре, так и при температуре жидкого азота. В работе [152] также был измерен омический отклик при комнатной температуре для одиночной нанопроволоки Ni/Au/Ni.

В области изучения сверхпроводящих свойств таких систем, на настоящий момент существуют лишь единицы работ, и все они посвящены исследованиям нанопроводов, состоящих из сегментов нормального металла и сверхпроводника. Так, Wang и его коллеги [153, 154] синтезировали нанопровод Au/Sn/Au и исследовали механизмы образования интерметаллических фаз и влияние этих фаз на сверхпроводимость нанопроволок. При помощи PPMS измерений про-

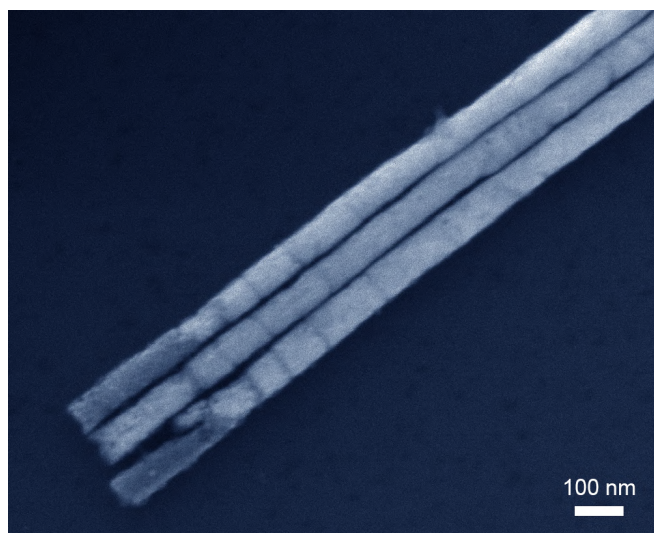


Рис. 53. СЭМ изображение сегментированных нанопроводов Au-Ni-Au-Ni....

демонстрированы сверхпроводящие переходы при температурах $T = 1.2$ К для AuSn фазы и $T = 2.3$ К для AuSn₄. Свойства одиночных нанопроводов в данной работе никак не изучены.

Сверхпроводящие свойства гибридных нанопроводов, изготовленных без включений сверхпроводящих материалов, но со сверхпроводящими контактами до сих пор не изучались. В этой главе будет рассмотрена планарная сверхпроводящая система Nb/AuNi-NW/Nb, изготовленная на основе сегментированных нанопроводов, состоящих из чередующихся сегментов золота длиной около 400 нм и никеля длиной от 7 до 25 нм (Рис. 53).

5.2 Первые результаты и обсуждение

На основе сегментированных нанопроводов были изготовлены образцы вида Nb/AuNi-NW/Nb с различным расстоянием между сверхпроводящими потенциальными электродами. Необходимо отметить, что электрохимическое осаждение данной партии нанопроводов было таким, что никелевые сегменты имели длину 7, 16 и 25 нм. Длина золотых участков составляла 400 нм.

На Рис. 54 продемонстрированы структуры, изготовленные на основе таких нанопроводов. Так, например, образец «А» представлял собой структуру с двумя слабыми связями, одна из которых включала только чисто золотой сегмент

нанопровода (Рис. 54а, участок 1-2), другая – из комбинированного AuNiAu сегмента с длиной сегмента никеля 25 нм (Рис. 54b, участок 2-3).

Зависимость сопротивления джозефсоновского контакта для участка 1-2 (длина $l = 350$ нм) имеет вид, характерный для SNS переходов (Рис. 54с). При температуре сверхпроводящего перехода $T = 8.8$ К начинается переход ниобия в сверхпроводящее состояние и проксимизация нанопровода. При достижении $T = 3.3$ К образуется джозефсоновская связь между ниобиевыми берегами через Au нанопровод.

На участке 2-3 (длина $l = 530$ нм) переход ниобия в сверхпроводящее состояние также начинается при $T = 8.8$ К, что сопровождается падением сопротивления с 8.2 Ом до 4.9 Ом. После этого сопротивление системы остается постоянным до $T = 2.2$ К. После 2.2 К начинается следующее резкое падение сопротивления, связанное с проксимизацией никелевой вставки толщиной 25 нм. Данные измерения проводились на заливном He^4 криостате, поэтому опуститься по температуре ниже 1.2 К не представлялось возможным и полный переход системы в сверхпроводящее состояние обнаружить не удалось.

Для этой же структуры «А» при температуре $T = 1.2$ К были измерены $I(V)$ характеристики для двух участков: 1-2 и 2-3 (Рис. 54d). Показано, что для участка 1-2 критический ток, измеренный по стандартной четырехточечной схеме, составляет $I_c^{st} = 7.5$ мкА и $I_c^{inv} = 10.5$ мкА – в случае инвертированной (4PI) схемы измерений. Участок 2-3 демонстрирует закон Ома для обеих схем измерения.

Отмечу, что плотность критического тока для джозефсоновских контактов с монометаллическими золотыми нанопроводами (см. Главу 3) примерно в 15 раз превосходит значение j_c для золотых участков сегментированного нанопровода при одинаковых длинах слабой связи джозефсоновского контакта. Это обусловлено изготовлением образцов с использованием двух чередующихся электролитов для осаждения золота и никеля, при смене которых существует вероятность попадания ионов никеля в раствор с золотым электролитом.

Кроме того, была изучена сверхпроводящая структура со слабой связью с более тонким никелевым слоем сегментированного нанопровода (Рис. 54е).

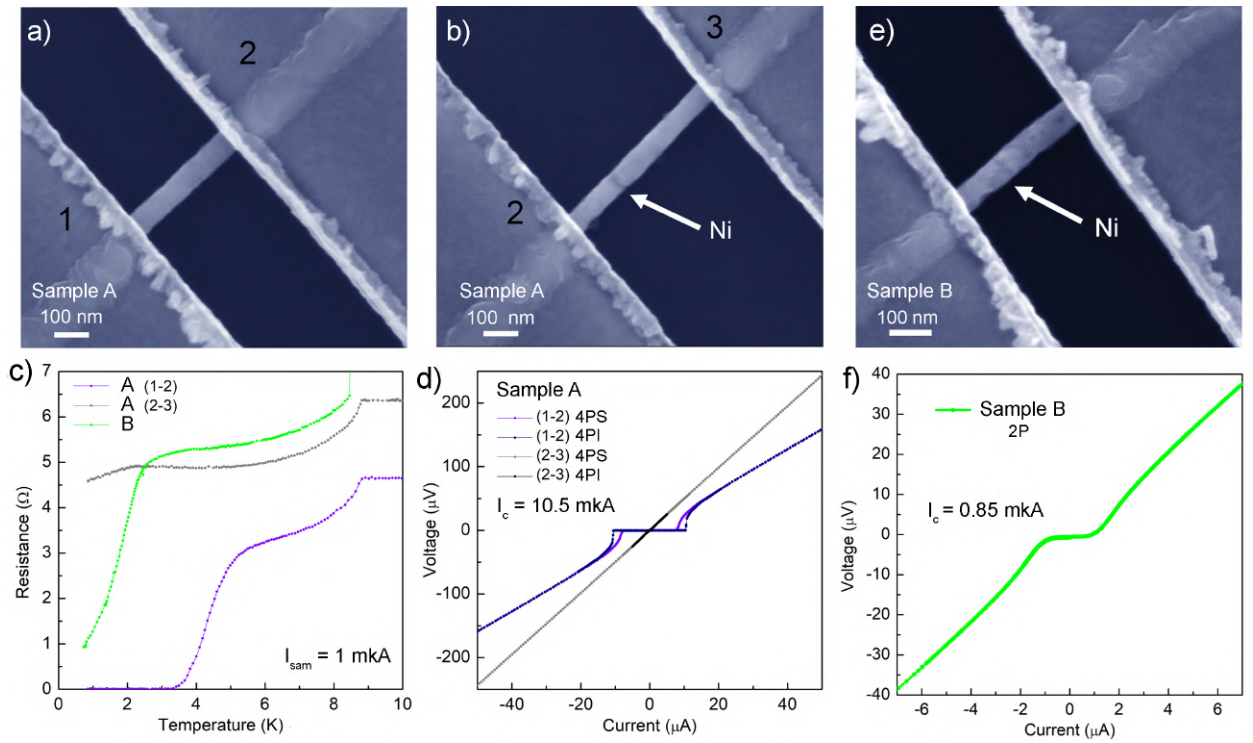


Рис. 54. а) и б) – СЭМ фотографии разных участков одной и той же структуры (образец «А») с сегментированным нанопроводом. Участок 1-2 представляет собой структуру Nb/Au-NW/Nb и не содержит никелевой прослойки, а участок 2-3 имеет никелевый слой толщиной около 20 нм (обозначен стрелкой). е) СЭМ фотография образца с более тонким никелевым участком нанопровода (образец «В»). с) Зависимости $R(T)$ для образцов «А» и «В». d) Вольт-амперные зависимости для образца «А» при $T = 1.2$ K. f) Вольт-амперная зависимость для образца «В» при $T = 1.2$ K.

Здесь длина сегмента никеля составляла 7 нм – образец «В». Для данного образца по двухточечной схеме были измерены зависимости сопротивления от температуры и вольт-амперные характеристики. Показано, что сопротивление структуры после сверхпроводящего перехода падает с понижением температуры (зеленая кривая на Рис. 54с). Падение сопротивления только до 0.8 Ома обусловлено током через образец (1 мкА), слегка превышающим критический ток слабой связи (Рис. 54f, зеленая кривая): $I_c = 0.85$ мкА.

Таким образом, изготовив и измерив джозефсоновскую структуру на базе гибридного NFN нанопровода мы доказали возможность реализации планарного джозефсоновского π -контакта на сегментированном нанопроводе с участками из нормального металла и ферромагнетика.

5.3 Заключение по результатам пятой главы

Были изготовлены и исследованы сверхпроводящие структуры Nb/AuNi-NW/Nb на основе сегментированных нанопроводов. Показано, что переходы со слабыми связями, содержащими только золотые участки нанопровода, демонстрируют джозефсоновскую связь.

При наличии ферромагнитного сегмента никеля толщиной около 25 нм проксимизация слабой связи начинается после 2.2 К. При уменьшении толщины никелевой вставки, а также длины слабой связи, структура демонстрирует джозефсоновское поведение, критический ток составил 0.85 мкА.

Заключение

1. Исследованы джозефсоновские переходы, в которых в качестве слабой связи использовались нанопровода из нормальных металлов – меди и золота (Nb/Cu-NW/Nb и Nb/Au-NW/Nb). Получено подтверждение теории «узкого» контакта о монотонном затухании критического тока с увеличением перпендикулярного магнитного поля, в отличие от классической осциллирующей «фраунгоферовской» зависимости. Продемонстрировано существенное отличие результатов измерений джозефсоновских структур в зависимости от схемы подключения образца, связанное с влиянием боковых (токовых) сверхпроводящих электродов на результаты измерений. Полученные джозефсоновские переходы на основе нанопроводов из нормальных металлов демонстрируют высокие критические токи и джозефсоновские характеристические напряжения. Полученные экспериментальные результаты доказывают возможность использования таких нанопроводов в качестве «посредника» для передачи куперовских пар без потери когерентности в ферромагнитный сегмент с нанометровыми размерами в планарных π -контактах на основе сегментированных нанопроводов.
2. Исследованы сверхпроводящие неджозефсоновские SFS структуры с нанопроводами из ферромагнитных металлов – никеля и кобальта (Nb/Ni-NW/Nb и Nb/Co-NW/Nb). Показано, что SF интерфейс дает заметный вклад в магнитосопротивление структур. При температурах выше температуры сверхпроводящего перехода ниобиевых электродов образцы характеризуются стандартным анизотропным магнитосопротивлением. При температурах ниже критической температуры электродов система демонстрирует значительный рост магнитосопротивления, на порядок выше, чем при $T > T_c$. Основной вклад в сопротивление вносит граница раздела ферромагнитный нанопровод – сверхпроводящий электрод, где происходит конверсия нормального тока в сверхпроводящий. Пилообразный вид кривой магнитосопротивления температуре 4 К свидетельствует о входе/выходе абрикосовских вихрей в сверхпроводящий ниобий в области

ферромагнитного нанопровода. С помощью микромагнитного моделирования показано, что перемагничивание поликристаллических никелевых нанопроводов происходит за счет движения магнитных вихрей, причем значительный вклад в процесс перемагничивания вносят зерна и границы зерен кристаллической структуры нанопровода. Для структур с ферромагнитными нанопроводами не было обнаружено джозефсоновской связи, в отличие от результатов, полученных в работе [21].

3. Исследованы сверхпроводящие структуры Nb/AuNi-NW/Nb на основе нанопроводов из чередующихся сегментов золота и никеля, выращенных с помощью роботизированной системы. В присутствии дополнительного ферромагнитного сегмента наблюдается начало проксимизации ферромагнитной слабой связи с уменьшением температуры. Для наиболее коротких слабых связей с тонким слоем никеля (~ 7 нм) обнаружен критический ток. Предполагается, что при сверхнизких температурах в таких образцах может быть реализован режим π -контакта, что является предметом для дальнейших исследований.

Благодарности

В заключение мне хотелось бы поблагодарить весь коллектив лаборатории Сверхпроводимости, где была выполнена эта диссертационная работа, а также Рязанова Валерия Владимировича, который предоставил мне замечательную возможность работать в лаборатории.

Благодарю Сергея Егорова за обучение меня работе на электронном микроскопе и литографе, и оказания помощи в подготовке образцов. За помощь в подготовке образцов также благодарю Андрея Шишкина. Николая Сергеевича Степакова и Андрея Михайловича Кокотина – за всевозможную техническую поддержку. Сотрудников химического факультета МГУ – Цирлину Галину Александровну, Кирилла Напольского, Аню Гончарову, Лёшу Клименко, Степана Сотничука – за замечательные нанопровода. Сережу Козлова, Сережу Бакурского, Игоря Головчанского, Михаила Юрьевича Куприянова, Александра Авраамовича Голубова – за обеспечение теоретической части наших работ. Людмилу Сергеевну Успенскую и Дмитрия Юрьевича Родичева – за плодотворные обсуждения работы. Митю Львова, Мишу Сидельникова, Диму Яковлева, Шамиля Эркенова, Виталия Больгинова, Стаса Гильмулина, а также сотрудников криогенной – за бесперебойное снабжение дьюарами с жидким гелием и азотом.

Благодарю Василия Столярова – моего мужа, друга и соратника, и моих дорогих и любимых родителей – Скрябина Виктора Петровича и Мельникову Светлану Николаевну, за всестороннюю поддержку моей работы.

Список литературы

- [1] S. M. Frolov, M. J. A. Stoutimore, T. A. Crane, D. J. Van Harlingen, V. A. Oboznov, V. V. Ryazanov, A. Ruosi, C. Granata, M. Russo. Imaging spontaneous currents in superconducting arrays of π -junctions. // Nature Physics – 2008 – Vol. 4 – P. 32-36.
- [2] A. K. Feofanov V. V. Bol'ginov, J. Lisenfeld, S. Poletto, V. V. Ryazanov, A. N. Rossolenko, M. Khabipov, D. Balashov, A. B. Zorin, P. N. Dmitriev, V. P. Koshelets and A. V. Ustinov. Implementation of superconductor/ferromagnet/superconductor π -shifters in superconducting digital and quantum circuits. // Nature Physics – 2010 – Vol. 6 – P. 593-597.
- [3] T. E. Golikova, M. J. Wolf, D. Beckmann, I. E. Batov, I. V. Bobkova, A. M. Bobkov, and V. V. Ryazanov. Nonlocal supercurrent in mesoscopic multiterminal SNS Josephson junction in the low-temperature limit. // Phys. Rev. B – 2014 – Vol. 89 – P. 104507.
- [4] R. N. Jabdaraghi, J. T. Peltonen, O.-P. Saira, and J. P. Pekola. Low-temperature characterization of Nb-Cu-Nb weak links with Ar ion-cleaned interfaces. // Appl. Phys. Lett. – 2016 – Vol. 108 – P. 042604.
- [5] G. E. Moore. Cramming more components onto integrated circuits. // Electronics. Retrieved 2016-07-01.
- [6] J.D. Meindl, Q. Chen, and J.A. Davis. Limits on silicon nanoelectronics for terascale integration. // Science – 2001 – Vol. 293 – P. 2044-2049.
- [7] J. C. Love, A. R. Urbach, M. G. Prentiss and G. M. Whitesides. Three-dimensional self-assembly of metallic rods with submicron diameters using magnetic interactions. // J. Am. Chem. Soc. – 2003 – Vol. 125 – P. 12696-12697.
- [8] Yu. P. Ivanov, L. G. Vivas, A. Asenjo, A. Chuvilin, O. Chubykalo-Fesenko, M. Vazquez. Magnetic structure of a single-crystal hcp electrodeposited cobalt nanowire. // EPL – 2013 – Vol. 102 – P. 17009.

- [9] A. Kerelsky, C. Rubio-Verdu, L. Xian, D.M. Kennes, D. Halbertal, N. Finney, L. Song, S. Turkel, L. Wang, K. Watanabe, T. Taniguchi, J. Hone, C. Dean, D. Basov, A. Rubio and A. N. Pasupathy // arXiv preprint:1911.00007 – 2019.
- [10] T. W. Larsen, K. D. Petersson, F. Kuemmeth, T. S. Jespersen, P. Krogstrup, J. Nygard and C. M. Marcus. Semiconductor-nanowire-based superconducting Qubit. // Phys. Rev. Lett. – 2015 – Vol. 115 – P. 127001.
- [11] R. Barends, J. Kelly et al. Coherent Josephson Qubit Suitable for Scalable Quantum Integrated Circuits. // Phys. Rev. Lett. – 2013 – Vol. 111 – P. 080502.
- [12] Frank Arute, John M. Martinis et al. Quantum supremacy using a programmable superconducting processor. // Nature – 2019 – Vol. 574 – P. 505-510.
- [13] Валиев К. А., Кокин А. А. Квантовые компьютеры: надежда и реальность / Валиев К.А., Кокин А.А. – Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика» – 2001.
- [14] V. V. Ryazanov A. Yu. Rusanov, A. V. Veretennikov, A. A. Golubov and J. Aarts. Coupling of two superconductors through a ferromagnet: evidence for a π -junction. // Phys. Rev. Lett. – 2001 – Vol. 86 – P. 2427-2430.
- [15] A. V. Shcherbakova, K. G. Fedorov, K. V. Shulga, V. V. Ryazanov, V. V. Bolginov, V. A. Oboznov, S. V. Egorov, V. O. Shkolnikov, M. J. Wolf, D. Beckmann and A. V. Ustinov. Fabrication and measurements of hybrid Nb/Al Josephson junctions and flux qubits with π -shifters. // Supercond. Sci. Technol. – 2015 – Vol. 28 – P. 025009.
- [16] A. A. Bannykh, J. Pfeiffer, V. S. Stolyarov, I. E. Batov. V. V. Ryazanov, M. Weides. Fabrication and measurements of hybrid Nb/Al Josephson junctions and flux qubits with π -shifters. // Phys. Rev. B. – 2009 – Vol. 79 – P. 054501.
- [17] T.I. Larkin, V.V. Bol'ginov, V.S. Stolyarov, V.V. Ryazanov, I.V. Vernik, S.K. Tolpygo, and O.A. Mukhanov. Ferromagnetic Josephson switching device with

- high characteristic voltage. // Appl. Phys. Lett. – 2012 – Vol. 100 (22) – P. 222601.
- [18] Пат. Рос. Федерация № 2599904 С1 Способ изготовления устройства с субмикронным джозефсоновским π -контактом / Столяров В.С. Заявка № 2015125657/28. Опубликовано 10 июня 2016.
- [19] A.A. Golubov, M.Y. Kupriyanov, and E. Il'ichev. The current-phase relation in Josephson junctions. // Rev. Mod. Phys. – 2004 – Vol. 76 (2) – P. 411–469.
- [20] K. O. Moura, K. R. Pirota, F. Baron, C. B. R. Jesus, P. F. S. Rosa, D. Tobia, P. G. Pagliuso, and O. F. de Lima. Superconducting properties in arrays of nanostructured β -gallium. // Scientific Reports – 2017 – Vol. 7 – P. 15306.
- [21] Jian Wang, Meenakshi Singh, Mingliang Tian, Nitesh Kumar, Bangzhi Liu, Chuntai Shi, J. K. Jain, Nitin Samarth, T. E. Mallouk and M. H. W. Chan. Interplay between superconductivity and ferromagnetism in crystalline nanowires. // Nature Physics – 2010 – Vol. 6 – P. 389-394.
- [22] Шмидт В. В. Введение в физику сверхпроводников. Изд. 2-е, испр. и доп. / Шмидт В. В. – Москва: МЦНМО, 2000.
- [23] J. C. Cuevas and F. S. Bergeret. Magnetic Interference Patterns and Vortices in Diffusive SNS Junctions. // Phys. Rev. Lett. – 2007 – Vol. 99 – P. 217002.
- [24] J. M. Rowell. Magnetic field dependence of the Josephson tunnel current. // Phys. Rev. Lett. – 1963 – Vol. 11 – P. 200–202.
- [25] J. Clarke. Supercurrents in lead–copper–lead sandwiches. // Proc. R. Soc. A – 1969 – Vol. 308 – P. 447.
- [26] J. P. Heida et al. Nonlocal supercurrent in mesoscopic Josephson junctions. // Phys. Rev. B – 1998 – Vol. 57 – P. R5618.
- [27] V. A. Oboznov, V. V. Bol'ginov, A. K. Feofanov, V. V. Ryazanov and A. I. Buzdin. Thickness dependence of the josephson ground states of superconductor-

- ferromagnet-superconductor junctions. // Phys. Rev. Lett. – 2006 – Vol. 96 – P. 197003.
- [28] M. Weides. Josephson junctions with centered step and local variation of critical current density. // Appl. Phys. Lett. – 2008 – Vol. 93 – P. 52502.
- [29] L. Angers, F. Chiodi, G. Montambaux, M. Ferrier, S. Gueron, H. Bouchiat, and J. C. Cuevas. Proximity dc squids in the long-junction limit. // Phys. Rev. B – 2008 – Vol. 77 – P. 165408.
- [30] F. S. Bergeret and J. C. Cuevas. The Vortex State and Josephson Critical Current of a Diffusive SNS Junction. // J. Low Temp. Phys. – 2008 – Vol. 153 – P. 304
- [31] V. V. Dremov, S. Yu. Grebenchuk, A. G. Shishkin, D. S. Baranov, R. A. Hovhannisyan, O. V. Skryabina, I. A. Golovchanskiy, V. I. Chichkov, C. Brun, T. Cren, V. M. Krasnov, A. A. Golubov, D. Roditchev and V. S. Stolyarov. Local Josephson vortex generation and manipulation with a Magnetic Force Microscope. // Nature Comm. – 2019 – Vol. 10 – P. 4009.
- [32] A. F. Andreev. The thermal conductivity of the intermediate state in superconductors. // Sov. Phys. JETP – 1964 – Vol. 2 – P. 19:1228.
- [33] I. O. Kulik and A. N. Omelyanchuk. Josephson effect in superconductive bridges: microscopic theory. // Fiz. Nizk. Temp. – 1978 – Vol. 4 – P. 296 (Sov. J. Low Temp. Phys. – 1978 – Vol. 4 – P. 142).
- [34] P. Dubos, H. Courtois, B. Pannetier, F. K. Wilhelm, A. D. Zaikin, and G. Schoen. Josephson critical current in a long mesoscopic S-N-S junction. // Phys.Rev. B – 2001 – Vol. 63 – P. 064502.
- [35] Cesar Pascual Garcia and Francesco Giazotto. Josephson current in nanofabricated V/Cu/V mesoscopic junctions. // Appl. Phys. Lett. – 2009 – Vol. 94 – P. 132508.

- [36] H. Courtois, M. Mescheke, J. T. Peltonen, and J. P. Pekola. Origin of Hysteresis in a Proximity Josephson Junction. // Phys. Rev. Lett. – 2008 – Vol. 101 – P. 067002.
- [37] Y.-J. Doh, J. A. van Dam, A. L. Roest, E. P. A. M. Bakkers, L. P. Kouwenhoven, and S. de Franceschi. Tunable supercurrent through semiconductor nanowires. // Science – 2005 – Vol. 309 – P. 272.
- [38] A. Rogachev, A. T. Bollinger, and A. Bezryadin. Influence of high magnetic fields on the superconducting transition of one-dimensional Nb and MoGe nanowires. // Phys. Rev. Lett. – 2005 – Vol. 94 – P. 017004.
- [39] J.-P. Cleuziou, W. Wernsdorfer, V. Bouchiat, T. Ondarcuhu, and M. Monthieux. Carbon nanotube superconducting quantum interference device. // Nature Nanotech. – 2006 – Vol. 1 – P. 53.
- [40] H. B. Heersche, P. Jarillo-Herrero, J. B. Oostinga, L. M. K. Vandersypen, and A. F. Morpurgo. Bipolar supercurrent in graphene. // Nature (London) – 2007 – Vol. 446 – P. 56.
- [41] T. E. Golikova, F. H bller, D. Beckmann, N. V. Klenov, S. V. Bakurskiy, M. Yu. Kupriyanov, I. E. Batov, and V. V. Ryazanov. Critical current in planar SNS Josephson junctions. // JETP Letters – 2012 – Vol. 96 – P. 668–673.
- [42] E. A. Demler, G. B. Arnold, and M. R. Beasley. Superconducting proximity effects in magnetic metals. // Phys. Rev. B – 1997 – Vol. 55 – P. 174.
- [43] P. Fulde and A. Ferrell. Superconductivity in a strong spin-exchange field. // Phys. Rev. A – 1964 – Vol. 135 – P. 550.
- [44] A. I. Larkin and Yu. N. Ovchinnikov // Zh. Eksp. Teor. Fiz. – 1964 – Vol. 51 – P. 1535 [Sov. Phys. JETP – 1964 – Vol. 24 – P. 1035].
- [45] A. I. Buzdin, L. N. Bulaevskii and S. V. Panyukov. Critical-current oscillations as a function of the exchange field and thickness of the ferromagnetic metal (F) in an SFS Josephson junction. // JETP Lett. – 1982 – Vol. 35 – P. 147.

- [46] F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov. Local density of states in superconductor–strong ferromagnet structures. // Phys. Rev. B – 2002 – Vol. 65 – P. 134505.
- [47] A. I. Buzdin and M. Yu. Kupriyanov. Josephson junction with a ferromagnetic layer. // JETP Lett. – 1991 – Vol 53 – P. 321.
- [48] Z. Radovic, M. Ledvij, L. Dobrosavljevic-Grujic, A. I. Buzdin, and J. R. Clemm. Transition temperatures of superconductor-ferromagnet superlattices. // Phys. Rev. B – 1991 – Vol. 44 – P. 759.
- [49] A.V. Ustinov and V.K. Kaplunenko. Rapid single-flux quantum logic using π -shifters. // J. Appl. Phys. – 2003 – Vol. 94 – P. 5405–5407.
- [50] H. Sickinger, A. Lipman, M. Weides, R.G. Mints, H. Kohlstedt, D. Koelle, R. Kleiner, and E. Goldobin. Experimental evidence of a φ Josephson junction. // Phys. Rev. Lett. – 2012 – Vol. 109 – P. 107002.
- [51] R.J. Tonucci, B.L. Justus, A.J. Campillo and Ford, C.E. Nanochannel array glass. // Science – 1992 – Vol. 258 – P. 783.
- [52] C.G. Wu T. and Bein. Conducting polyaniline filaments in a mesoporous channel host. // Science – 1994 – Vol. 264 – P. 1757-1759.
- [53] S. Fan, M.G. Chapline, N.R. Franklin, T.W. Tombler, A.M. Cassell and H. Dai. Self-oriented regular arrays of carbon nanotubes and their field emission properties. // Science – 1999 – Vol. 283 – P. 512.
- [54] Masuda H., Fukuda K. Ordered metal nanohole arrays made by a two-step replication of honeycomb structures of anodic alumina. // Science – 1995 – Vol. 268 – P. 1466–1468.
- [55] K. S. Napolskii, I. V. Roslyakov, A. A. Eliseev, D. I. Petukhov, A. V. Lukashin, S.-F. Chen, C.-P. Liu, G. A. Tsirlina. Tuning the microstructure and functional properties of metal nanowire arrays via deposition potential. // Electrochim. Acta – 2011 – Vol. 56 – P. 2378.

- [56] Методическое пособие «Химические методы синтеза неорганических веществ и материалов: Синтез пространственно упорядоченных металлоксидных нанокompозитов на основе пористого Al_2O_3 » / Напольский К.С. – М. : МГУ, 2008.
- [57] L. Wang, K. Yu-Zhang, A. Metrot, P. Bonhomme, M. Troyon. TEM study of electrodeposited Ni/Cu multilayers in the form of nanowires. // Thin Solid Films – 1996 – Vol. 288 – P. 86-89.
- [58] S. Dubois, J.M. Beuken, L. Piraux, J.L. Duvail, A. Fert, J.M. George, J.L. Maurice. Perpendicular giant magnetoresistance of NiFe/Cu and Co/Cu multilayered nanowires. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 1997 – Vol. 165 – P. 30-33.
- [59] M. Chen, P. C. Searson, and C. L. Chien. Micromagnetic behavior of electrodeposited Ni/Cu multilayer nanowires. // Journal of Applied Physics – 2003 – Vol. 93 – P. 8253-8255.
- [60] Min Chen, Chia-Ling Chien, and Peter C. Searson. Potential Modulated Multilayer Deposition of Multisegment Cu/Ni Nanowires with Tunable Magnetic Properties. // Chem. Mater. – 2006 – Vol. 18 – P. 1595-1601.
- [61] X.L. Li, K.F. Cai, D.H. Yu, Y.Y. Wang. Electrodeposition and characterization of thermoelectric $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}/\text{Te}$ multilayer nanowire arrays. // Superlattices and Microstructures – 2011 – Vol. 50 – P. 557–562.
- [62] D. Reyes, N. Biziere, B. Warot-Fonrose, T. Wade and C. Gatel. Magnetic configurations in Co/Cu multilayered nanowires: evidence of structural and magnetic interplay. // Nano Lett. – 2016 – Vol. 16 – P. 1230-1236.
- [63] A.J. Mieszawska, R. Jalilian, G.U. Sumanasekera, F.P. Zamborini. The Synthesis and Fabrication of One-Dimensional Nanoscale Heterojunctions. // Small – 2007 – Vol. 3 – P. 722-756.

- [64] K. Critchley, B. P. Khanal, M. L. Gorzny, L. Vigderman, S. D. Evans, E. R. Zubarev, N. A. Kotov. Near-bulk conductivity of gold nanowires as nanoscale interconnects and the role of atomically smooth interface. // Advanced Materials – 2010 – Vol. 22 – P. 2338-2342.
- [65] C. Wang, Y. Hu, C. M. Lieber, S. Sun. Ultrathin Au nanowires and their transport properties. // J. Am. Chem. Soc. – 2008 – Vol. 130 – P. 8902–8903.
- [66] Y. Peng, I. Luxmoore, M. D. Forster, A. G. Cullis, and B. J. Inkson. Nanomanipulation and electrical behaviour of a single gold nanowire using in-situ SEM-FIB- nanomanipulators. // Journal of Physics: Conference Series – 2008 – Vol. 126 – P. 012031.
- [67] W.-H. Xu, L. Wang, Z. Guo, X. Chen, J. Liu, and X.-J. Huang. Copper nanowires as nanoscale interconnects: Their stability, electrical transport, and mechanical properties. // ACS Nano – 2015 – Vol. 9(1) – P. 241.
- [68] A. Bid, A. Bora and A. K. Raychaudhuri. Temperature dependence of the resistance of metallic nanowires of diameter ≥ 15 nm: Applicability of Bloch-Gruneisen theorem. // Phys. Rev. B – 2006 – Vol. 74 – P. 035426.
- [69] M.M. Kolesnik-Gray, S. Hansel, M. Boese, V. Krstic. Impact of surface and twin-boundary scattering on the electrical transport properties of Ag nanowires. // Solid State Commun. – 2015 – Vol. 202 – P. 48–51 (2015).
- [70] W. Wu, S. H. Brongersma, M. Van Hove and K. Maex. Influence of surface and grain-boundary scattering on the resistivity of copper in reduced dimensions. // Appl. Phys. Lett. – 2004 – Vol. 84 – P. 2838.
- [71] W. Steinhogel, G. Schindler, Gernot Steinlesberger, and M. Engelhardt. Size-dependent resistivity of metallic wires in the mesoscopic range. // Phys. Rev. B – 2002 – Vol. 66 – P. 075414.
- [72] W. Steinhogel, G. Schindler, G. Steinlesberger, M. Traving and M. Engelhardt.

- Comprehensive study of the resistivity of copper wires with lateral dimensions of 100 nm and smaller. // J. Appl. Phys. – 2005 – Vol. 97 – P. 023706.
- [73] Нан Яо, Справочник по микроскопии для нанотехнологии / Нан Яо, Чжун Лин Ван – М.: Научный мир – 2011 – 256-259.
- [74] D. Brunel, D. Troadec, D. Hourlier, D. Deresmes, M. Zdrojek, T. Mélin. Characterization of ion/electron beam induced deposition of electrical contacts at the sub- μm scale. // Microelectronic Engineering – 2011 – Vol. 8 – P. 1569–1572.
- [75] M. Kompaniets, O. V. Dobrovolskiy, C. Neetzel, E. Begun, F. Porrati, W. Ensinger, M. Huth. Proximity-induced superconductivity in crystalline Cu and Co nanowires and nanogranular Co structures. // J. Appl. Phys. – 2014 – Vol. 116 – P. 073906.
- [76] J. Wang, M. Tian, Q. Zhang, N. Kumar, J. K. Jain, T. E. Mallouk, and M. H. W. Chan. Proximity-Induced Superconductivity in Nanowires: Minigap State and Differential Magnetoresistance Oscillations. // Phys. Rev. Lett. – 2009 – Vol. 102 – P. 247003.
- [77] M. Jung, H. Noh, Y.-J. Doh, W. Song, Y. Chong, M.-S. Choi, Y. Yoo, K. Seo, N. Kim, B.-C. Woo, B. Kim, J. Kim. Superconducting Junction of a Single-Crystalline Au Nanowire for an Ideal Josephson Device. // ACS Nano – 2011 – Vol. 5 – P. 2271-2276.
- [78] Y. T. Peng and Q. F. Chen. Fabrication and characterization of crystalline copper nanowires by electrochemical deposition inside anodic alumina template. // Materials Science – 2013 – Vol. 58 – P. 27.
- [79] M. E. Toimil Molares E. M. Höhberger, Ch. Schaefflein, and R. H. Blick, R. Neumann and C. Trautmann. Electrical characterization of electrochemically grown single copper nanowires. // Appl. Phys. Lett. – 2003 – Vol. 82 – P. 13.
- [80] S. Zhong, T. Koch, M. Wang, T. Scherer, S. Walheim, H. Hahn and

- T. Schimmel. Nanoscale twinned copper nanowire formation by direct electrodeposition. // *Small* – 2009 – Vol. 5 – P. 2265-2270.
- [81] Q. Huang, C. M. Lilley, M. Bode, and R. Divan. Surface and size effects on the electrical properties of Cu nanowires. // *J. Appl. Phys.* – 2008 – Vol. 104 – P. 023709.
- [82] Tae-Hwan Kim, X.-G. Zhang, Don M. Nicholson, Boyd M. Evans, Nagraj S. Kulkarni, B. Radhakrishnan, Edward A. Kenik, and An-Ping Li. Large Discrete Resistance Jump at Grain Boundary in Copper Nanowire. // *Nano Lett.* – 2010 – Vol. 10 – P. 3096-3100 (2010).
- [83] Yusuke Kitaoka, Takeshi Tono, Shinya Yoshimoto, Toru Hirahara, Shuji Hasegawa, and Takayuki Ohba. Direct detection of grain boundary scattering in damascene Cu wires by nanoscale four-point probe resistance measurements. // *Appl. Phys. Lett.* – 2009 – Vol. 95 – P. 052110.
- [84] W. Gu, H. Choi, and K. Kim. Universal approach to accurate resistivity measurement for a single nanowire: Theory and application. // *Appl. Phys. Lett.* – 2006 – Vol. 89 – P. 253102.
- [85] H. Yao D. Mo, H. Y. Gunel, Y. Chen, J. Liu and T. Schapers, J Duan. Optical and electrical properties of gold nanowires synthesized by electrochemical deposition. // *J. Appl. Phys.* – 2011 – Vol. 110 – P. 094301.
- [86] Michael D. Dickey, Darren J. Lipomi, Paul J. Bracher, and George M. Whitesides. Electrically Addressable Parallel Nanowires with 30 nm Spacing from Micromolding and Nanoskiving. // *Nano Lett.* – 2008 – Vol. 8 – P. 4568-4573.
- [87] C. Durkan and M. E. Welland. Size effects in the electrical resistivity of polycrystalline nanowires. // *Phys. Rev. B* – 2000 – Vol. 61 – P. 14215.
- [88] A. S. Walton, C. S. Allen, K. Critchley, M. L. Gorzny, J. E. M. c Kendry, R. M. D. Brydson, B. J. Hickey, S. D. Evans. Four-probe electrical transport

measurements on individual metallic nanowires. // Nanotechnology – 2007 – Vol. 18 – P. 65204.

- [89] J. C. Cuevas, J. Hammer, J. Kopu, J. K. Viljas, and M. Eschrig. Proximity effect and multiple Andreev reflections in diffusive superconductor–normal-metal–superconductor junctions. // Phys. Rev. B – 2006 – Vol. 73 – P. 184505 (2006).
- [90] И.С. Григорьев, справочник «Физические величины» / И.С. Григорьев и Е.З. Мейлихов – М. : Москва энергоатомиздат – 1991 – с. 438.
- [91] W. Park, D. V. Baxter, S. Steenwyk, I. Moraru, W. P. Pratt, and J. Bass. Measurement of resistance and spin-memory loss (spin relaxation) at interfaces using sputtered current perpendicular-to-plane exchange-biased spin valves. // Phys. Rev. B – 2000 – Vol. 62 – P. 1178.
- [92] M. Meschke, J.T. Peltonen, H. Courtois, J.P. Pekola. Calorimetric Readout of a Superconducting Proximity-Effect Thermometer. // J. Low Temp. Phys. – 2009 – Vol. 154 – P. 190-198.
- [93] M. Todorovic, S. Schultz, J. Wong, and A. Scherer. Writing and reading of single magnetic domain per bit perpendicular patterned media. // Appl. Phys. Lett. – 1999 – Vol. 74 – P. 2516.
- [94] N. Poli, J. P. Morten, M. Urech, Arne Brataas, D. B. Haviland, and V. Korenivski. Spin injection and relaxation in a mesoscopic superconductor. // Phys. Rev. Lett. – 2008 – Vol. 100 – P. 136601.
- [95] F. J. Jedema, M. S. Nijboer, A. T. Filip, and B. J. van Wees. Spin injection and spin accumulation in all-metal mesoscopic spin valves. // Phys. Rev. B – 2003 – Vol. 67 – P. 085319.
- [96] T. I. Larkin, V. V. Bol’ginov, V. S. Stolyarov, V. V. Ryazanov, I. V. Vernik, S. K. Tolpygo, O. A. Mukhanov. Ultimate performance of the RSFQ logic circuits. // Appl. Phys. Lett. – 2012 – Vol. 100 – P. 222601.

- [97] M. Eschrig. Spin-polarized supercurrents for spintronics: a review of current progress. // Reports on Progress in Physics – 2015 – Vol. 78 – P. 104501.
- [98] J. Linder, J. W. A. Robinson. Superconducting spintronics. // Nature Physics – 2015 – Vol. 11 – P. 307.
- [99] M. G. Blamire, J. W. A. Robinson. The interface between superconductivity and magnetism: understanding and device prospects. // Journ. Phys. Cond. Mat. – 2014 – Vol. 26 – P. 453201.
- [100] I. I. Soloviev, N. V. Klenov, S. V. Bakurskiy, M. Yu. Kupriyanov, A. L. Gudkov, and A. S. Sidorenko. Beyond Moore’s technologies: operation principles of a superconductor alternative. // Beilstein Journal of Nanotechnology – 2017 – Vol. 8 – P. 2689.
- [101] G. C. Han, B. Y. Zong, P. Luo, and Y. H. Wu. Angular dependence of the coercivity and remanence of ferromagnetic nanowire arrays. // J. Appl. Phys. – 2003 – Vol. 93 – P. 920.
- [102] T. Ohgai, X. Hoffer, A. Fabian, L. Gravier, J.-P. Ansermet. Electrochemical synthesis and magnetoresistance properties of Ni, Co and Co/Cu nanowires in a nanoporous anodic oxide layer on metallic aluminium. // J. Mater. Chem. – 2003 – Vol. 13 – P. 2530–2534.
- [103] H. Pan J. Yi, C. Poh, S. Lim, J. Ding, Y. Feng, C. H. A. Huan, and J. Lin, B Liu. Growth of Single-Crystalline Ni and Co Nanowires via Electrochemical Deposition and Their Magnetic Properties. // J. Phys. Chem. B – 2005 – Vol. 109 – P. 3094-3098.
- [104] J. Escrig, D. Altbir, M. Jaafar, D. Navas, A. Asenjo, and M. Vazquez. Remanence of Ni nanowire arrays: Influence of size and labyrinth magnetic structure. // Phys. Rev. B – 2007 – Vol. 75 – P. 184429.
- [105] G. Ali J. I. Akhter, K. Maaz, S. Karim, M. Maqbool, and S. G. Yang, M Ahmad. Characterization of Cobalt Nanowires Fabricated in Anodic Alumina Template

Through AC Electrodeposition. // IEEE Transactions on Nanotechnology – 2010 – Vol. 9 – P. 223-228.

- [106] W. Wernsdorfer, B. Doudin, D. Mailly, K. Hasselbach, A. Benoit, J. Meier, J. -Ph. Ansermet, and B. Barbara. Nucleation of Magnetization Reversal in Individual Nanosized Nickel Wires. // Phys. Rev. Lett. – 1996 – Vol. 77 – P. 1873-1876.
- [107] Yu-Ju Chen, Ju-Hung Hsu and Heh-Nan Lin. Fabrication of metal nanowires by atomic force microscopy nanoscratching and lift-off process. // Nanotechnology – 2005 – Vol. 16 – P. 1112–1115.
- [108] Bongyoung Yoo, Youngwoo Rheem, Ward P. Beyermann and Nosang V. Myung. Magnetically assembled 30 nm diameter nickel nanowire with ferromagnetic electrodes. // Nanotechnology – 2006 – Vol. 17 – P. 2512–2517.
- [109] M. N. Ou, S. R. Harutyunyan, S. J. Lai, C. D. Chen, T. J. Yang, and Y. Y. Chen. Thermal and electrical transport properties of a single nickel nanowire. // Phys. Stat. Sol. (b) – 2007 – Vol. 244 – P. 4512 – 4517.
- [110] Y. Rheem, B-Y Yoo, W. P. Beyermann and N.V. Myung. Magnetotransport studies of a single nickel nanowire. // Nanotechnology – 2007 – Vol. 18 – P. 015202 (2007).
- [111] M. Venkata Kamalakar, A. K. Raychaudhuri, Xueyong Wei, Jason Teng, and Philip D. Prewett. Temperature dependent electrical resistivity of a single strand of ferromagnetic single crystalline nanowire. // Appl. Phys. Lett. – 2009 – Vol. 95 – P. 013112.
- [112] Kimling Johannes, Gooth Johannes and Nielsch Kornelius. Anisotropic magnetothermal resistance in Ni nanowires. // Phys. Rev. B. – 2003 – Vol. 87, p. 94409.
- [113] J-E. Wegrowe, D. Kelly, A. Franck, S. E. Gilbert, and J.-Ph. Ansermet.

- Magnetoresistance of Ferromagnetic Nanowires. // Phys. Rev. Lett. – 1999 – Vol. 82 – P. 3681-3684.
- [114] M. Kompaniets, O. V. Dobrovolskiy, C. Neetzel, E. Begun, F. Porrati, W. Ensinger, M. Huth. Proximity-induced superconductivity in crystalline Cu and Co nanowires and nanogranular Co structures. // J. App. Phys. – 2014 – Vol. 116 – P. 073906.
- [115] F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov. Odd triplet superconductivity and related phenomena in superconductor-ferromagnet structures. // Rev. Mod. Phys. – 2005 – Vol. 77 – P. 1321-1373.
- [116] Kamalakar, M. Venkata, Raychaudhuri, A. K.. Low temperature electrical transport in ferromagnetic Ni nanowires. // Phys. Rev. B. – 2009 – Vol. 79 – P. 205417.
- [117] T. Bohnert, V. Vega, A.-K. Michel, V. M. Prida, and K. Nielsch. Magneto-thermopower and magnetoresistance of single Co-Ni alloy nanowires. // Appl. Phys. Lett. – 2013 – Vol. 103 – P. 092407.
- [118] S. N. Artemenko, A. F. Volkov, A. V. Zaitsev. On the contribution of the superconductor to the resistance of a superconductor-normal metal system. // J. Low Temp. Phys. – 1978 – Vol. 30 – P. 487.
- [119] Y. Krahenbuhl, R. J. Watts-Tobin. Microscopic theory of the current-voltage relationship across a normal-superconducting interface. // J. Low Temp. Phys. – 1979 – Vol. 35 – P. 569.
- [120] T. Y. Hsiang and J. Clarke. Boundary resistance of the superconducting-normal interface. // Phys. Rev. B – 1980 – Vol. 21 – P. 945.
- [121] S.N. Kozlov, O.V. Skryabina, S.V. Egorov, I.A. Golovchanskiy, A.A. Klimenko, K.S. Napolskii, V.S. Stolyarov. Magnetoresistance of a single polycrystalline nickel nanowire. // J. Appl. Phys. – 2019 – Vol. 125 – P. 063902.

- [122] T. Cren, D. Fokin, F. Debontridder, V. Dubost, and D. Roditchev. Ultimate Vortex Confinement Studied by Scanning Tunneling Spectroscopy. // Phys. Rev. Lett. – 2009 – Vol. 102 – P. 127005.
- [123] C. P. Bean. Magnetization of High-Field Superconductors. // Rev. Mod. Phys. – 1964 – Vol. 36 – P. 31.
- [124] W. T. Norris. Calculation of hysteresis losses in hard superconductors carrying ac: isolated conductors and edges of thin sheets. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1970 – Vol. 3 – P. 489.
- [125] Y. Yeshurun and A. P. Malozemoff. Giant Flux Creep and Irreversibility in an Y-Ba-Cu-O Crystal: An Alternative to the Superconducting-Glass Model. // Phys. Rev. Lett. 1988 – Vol. 60 – P. 2202.
- [126] K. A. Muller, M. Takashige, and J. G. Bednorz. Flux trapping and superconductive glass state in $\text{La}_2\text{CuO}_{4-y}\text{Ba}$. // Phys. Rev. Lett. – 1987 – Vol. 58 – P. 1143.
- [127] I. A. Golovchanskiy, A. V. Pan, O. V. Shcherbakova, and S. A. Fedoseev. Rectifying differences in transport, dynamic, and quasi-equilibrium measurements of critical current density. // J. Appl. Phys. – 2013 – Vol. 114 – P. 163910.
- [128] V. I. Fal’ko, A. F. Volkov, and C. Lambert. Interplay between spin-relaxation and Andreev reflection in ferromagnetic wires with superconducting contacts. // Phys. Rev. B – 1999 – Vol. 60 – P. 15394.
- [129] F. J. Jedema, B. J. van Wees, B. H. Hoving, A. T. Filip, and T. M. Klapwijk. Spin-accumulation-induced resistance in mesoscopic ferromagnet-superconductor junctions. // Phys. Rev. B – 1999 – Vol. 60 – P. 16549.
- [130] H. Corte-Leyn, V. Nabaei, A. Manzin, J. Fletcher, P. Krzysteczko, H. W. Schumacher, and O. Kazakova. Anisotropic magnetoresistance state space of permalloy nanowires with domain wall pinning geometry. // Sci. Rep. – 2014 – Vol. 4 – P. 6045.

- [131] J. E. Miltat, Numerical Micromagnetics: Finite Difference Methods. / J. E. Miltat and M. J. Donahue, Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials – Wiley – 2007.
- [132] A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, B. Van Waeyenberge. The design and verification of MuMax3. // AIP Adv.– 2014 – Vol. 4 – P. 107133.
- [133] C. Franca, Y. Guerra, D. Valadro, J. Holanda, and E. Padryn-Hernández. Transmission electron microscopy as a realistic data source for the micromagnetic simulation of polycrystalline nickel nanowires. // Comput. Mater. Sci. – 2017 – Vol. 128 – P. 42-44.
- [134] T. McGuire and R. Potter. Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys. // IEEE Trans. Magn. – 1975 – Vol. 11 – P. 1018.
- [135] R. Hertel and J. Kirschner. Magnetization reversal dynamics in nickel nanowires. // Physica B – 2004 – Vol. 343 – P. 206-210.
- [136] S. Shtrikman and D. Treves. Critical Size and Nucleation Field of Ideal Ferromagnetic Particles. // J. Phys. Radium – 1959 – Vol. 20 – P. 286.
- [137] R. A. Silva, T. S. Machado, G. Cernicchiaro, A. P. Guimaraes, and L. C. Sampaio. Magnetoresistance and magnetization reversal of single Co nanowires. // Phys. Rev. B – 2009 – Vol. 79 – P. 134434.
- [138] J. Lau, R. McMichael, and M. Donahue. Implementation of two-dimensional polycrystalline grains in object oriented micromagnetic framework. // J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol. – 2009 – Vol. 114 – P. 57.
- [139] J. Leliaert, B. Van de Wiele, A. Vansteenkiste, L. Laurson, G. Durin, L. Duprř, B. Van Waeyenberge. Current-driven domain wall mobility in polycrystalline Permalloy nanowires: A numerical study. // J. Appl. Phys. – 2014 – Vol. 115 – P. 233903.

- [140] J. Fidler and T. Schref. Micromagnetic modelling - the current state of the art. // J. Phys. D Appl. Phys. – 2000 – Vol. 33 – P. R135.
- [141] I. Golovchanskiy, V. Bol'ginov, V. Stolyarov, N. Abramov, A. B. Hamida, O. Emelyanova, B. Stolyarov, M. Y. Kupriyanov, A. Golubov, and V. Ryazanov. Micromagnetic modeling of critical current oscillations in magnetic Josephson junctions. // Phys. Rev. B – 2016 – Vol. 94 – P. 214514.
- [142] M. Getzlaff, Fundamentals of Magnetism / M. Getzlaff, Springer Science and Business Media – 2007.
- [143] Q. Bian and M. Niewczas. Model of the magnetization of nanocrystalline materials at low temperatures. // J. Appl. Phys. – 2014 – Vol. 116 – P. 033921.
- [144] Q. Bian and M. Niewczas. Model for temperature-dependent magnetization of nanocrystalline materials. // J. Appl. Phys. – 2015 – Vol. 117 – P. 013909.
- [145] A. Pereira, J. L. Palma, M. Vazquez, J. C. Denardin and J. Escrig. A soft/hard magnetic nanostructure based on multisegmented CoNi nanowires. // Phys. Chem. Chem. Phys. – 2015 – Vol. 17 – P. 5033-5038.
- [146] Min Chen, Chia-Ling Chien and Peter C. Searson. Potential modulated multilayer deposition of multisegment Cu/Ni nanowires with tunable magnetic properties. // Chem. Mater. – 2006 – Vol. 18 – P. 1595-1601.
- [147] M.M. Shawrav, D. Belic, M. Gavagnin, S. Wachter, M. Schinnerl, H. D. Wanzenboeck and E. Bertagnolli. Co/Au multisegmented nanowires: a 3D array of magnetostatically coupled nanopillars. // Chem. Vapor Depos. – 2014 – Vol. 20 – P. 95709.
- [148] C. Bran, Yu.P. Ivanov, J. Kosel, O. Chubykalo-Fesenko, M. Vazquez. Co/Au multisegmented nanowires: a 3D array of magnetostatically coupled nanopillars. // Nanotechnology – 2017 – Vol. 28 – P. 095709.

- [149] J. Li, C. Lu, B. Maynor, S. Huang, J. Liu. Nickel segment-length dependent magnetic properties of Au–Ni–Au nanowires at low temperature fabricated by electrochemical deposition. // Chem. Mater. – 2004 – Vol. 16 – P. 160–163.
- [150] H. Kachkachi, M. Nogues, E. Tronc, D.A. Garanin. Finite-size versus surface effects in nanoparticles. // J. Magn. Magn. Mater. – 2000 – Vol. 221 – P. 158–163.
- [151] M. Tanase, D. M. Silevitch, A. Hultgren, L. A. Bauer, P. C. Searson, G. J. Meter, D. H. Reich. Magnetic trapping and self-assembly of multicomponent nanowires. // J. Appl. Phys. – 2002 – Vol. 91 – P. 8549.
- [152] C. M. Hangarter, N. V. Myung. Magnetic Alignment of Nanowires. // Chem. Mater. – 2005 – Vol. 17 – P. 1320.
- [153] J. Wang, M. Tian, T. E. Mallouk, M. H. W. Chan. Microstructure and interdiffusion of template-synthesized Au/Sn/Au junction nanowires. // Nano Lett. – 2004 – Vol. 4 – P. 1313-1318.
- [154] Timothy R. Kline, Mingliang Tian, Jinguo Wang, Ayusman Sen, Moses W. H. Chan, and Thomas E. Mallouk. Template-Grown Metal Nanowires. // Inorg. Chem. – 2006 – Vol. 45 – P. 7555-7565.