

Московский физико-технический институт  
(национальный исследовательский университет)

На правах рукописи

Гребенчук Сергей Юрьевич

**Электронно-транспортные свойства системы  
длинных джозефсоновских контактов**

1.3.8 – Физика конденсированного состояния

**ДИССЕРТАЦИЯ**

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

д. ф.-м. н.

Василий Сергеевич Столяров

Москва – 2023

# Оглавление

<b>Введение</b> . . . . .	4
<b>Глава 1. Литературный обзор</b> . . . . .	12
1.1. Эффект Мейсснера. Квантование магнитного потока. Типы сверхпроводников . . . . .	12
1.2. Эффект Джозефсона . . . . .	15
1.3. Флаксоны и динамика джозефсоновских вихрей. Зондовые методы исследований сверхпроводящих устройств . . . . .	23
<b>Глава 2. Экспериментальные методы</b> . . . . .	29
2.1. Изготовление образцов . . . . .	29
2.2. Криогенная магнитно-силовая микроскопия . . . . .	33
2.3. Электронно-транспортные измерения при низких температурах . . . . .	36
<b>Глава 3. Исследование динамики джозефсоновских вихрей в планарных джозефсоновских контактах</b> . . . . .	38
3.1. Генерация и манипуляция джозефсоновских вихрей в планарных джозефсоновских контактах методом магнитно-силовой микроскопии . . . . .	38
3.2. Наблюдение взаимодействующей цепочки вихрей Джозефсона . . . . .	48
3.3. Локальное влияние на глобальный отклик джозефсоновского контакта . . . . .	55
3.4. Заключение . . . . .	58
<b>Глава 4. Магнитно-силовая микроскопия для диагностики сложных сверхпроводящих цепей на примере dc-СКВИДа</b> . . . . .	59
4.1. Исследование динамики флаксонов и джозефсоновских вихрей в dc-СКВИДе методами MFM и электрон-транспортных измерений . . . . .	60
4.2. Заключение . . . . .	72
<b>Глава 5. Планарный джозефсоновский контакт как сенсор для магнитной микроскопии</b> . . . . .	74

5.1.	Измерение магнитных полей с помощью планарного SNS контакта	74
5.2.	Система джозефсоновских контактов на границе зерен ниобиевой пленки. Сканирующая пиннинг-силовая микроскопия сверхпроводников . . . . .	86
5.3.	Заключение . . . . .	93
<b>Глава 6. Нелокальная дальнедействующая синхронизация планарных массивов джозефсоновских контактов . . . . .</b>		
6.1.	Электронно-транспортные измерения массивов джозефсоновских контактов . . . . .	95
6.2.	Обсуждение результатов . . . . .	103
6.3.	Заключение . . . . .	107
<b>Заключение . . . . .</b>		<b>108</b>
<b>Благодарность . . . . .</b>		<b>110</b>
<b>Список сокращений и условных обозначений . . . . .</b>		<b>111</b>
<b>Список литературы . . . . .</b>		<b>112</b>

## Введение

**Актуальность и степень разработанности темы исследования.** В последнее время всё чаще заходит речь о законе Мура и замедлении развития вычислительных мощностей полупроводниковых технологий в силу физических ограничений. Современная полупроводниковая электроника уже работает на масштабах в несколько нанометров. Ожидается, что предел будет достигнут в ближайшие десятилетия. Этот вопрос становится особенно острым в эру активного развития нейросетей и искусственного интеллекта, которые требуют все больше вычислительных ресурсов. В связи с этим идет активный поиск и разработка альтернативных технологий и архитектур, основанных на других принципах, но которые будут способствовать дальнейшему научно-техническому прогрессу. Такой альтернативой является сверхпроводящая электроника, которая может лечь в основу реализации низкодиссипативных цифровых и квантовых компьютеров. Сама по себе сверхпроводимость – макроскопическое квантовое когерентное явление, благодаря чему её применение в электронике открывает принципиально новые возможности [1, 2]. Одним из важных элементов сверхпроводящей электроники является джозефсоновский контакт, основанный на эффекте Джозефсона [3, 4].

Джозефсоновский контакт ( $JJ^1$ ) – основной строительный элемент сверхпроводящей электроники, как своего рода транзистор в полупроводниковых устройствах. Он представляет собой пару сверхпроводящих контактов со слабой связью (барьером) между ними.

На сегодняшний день было реализовано большое количество джозефсоновских контактов с различными составами и геометриями барьеров между сверхпроводниками [1, 3, 4]. Отдельно стоит выделить устройства планарной<sup>2</sup> геометрии ( $PJJ^3$ ).

Несмотря на то, что планарные джозефсоновские контакты не так широко используются, как традиционные многослойные туннельные  $JJ$  [5–8] в форме сэндвича с перекрывающейся геометрией ( $SJJ^4$ ), они открывают новые

---

<sup>1</sup> Josephson Junction

<sup>2</sup> сверхпроводящие электроды и барьер между ними находятся в одной плоскости

<sup>3</sup> planar Josephson Junction

<sup>4</sup> sandwich Josephson Junction

перспективы для фундаментальных исследований и для приложений [3, 9—11]. Планарная геометрия обеспечивает большую гибкость при разработке новых типов устройств с целым рядом практических приложений, включая обнаружение одиночных фотонов [12], измерение магнитного потока, индуцированного атомными спинами [13], устройства для наноэлектроники [14] и т.д. Планарные джозефсоновские контакты могут изготавливаться с разными барьерными материалами, включая нормальные металлы, ферромагнетики [15], а также двумерный электронный газ [16], графен [17] и топологические изоляторы [18]. В настоящее время на основе PJJ был также реализован целый ряд устройств, например: элементы памяти на основе одиночного вихря Абрикосова [19], логические устройства с перестраиваемой фазой [20], болометры [21], сенсоры магнитных полей [22], диоды [23],  $\pi$ -контакты [24], мостики переменной толщины для микроэлектроники [25, 26] и нейроморфных вычислений [27] на основе нанопроводов, предложен элемент логики на SNS контакте с управлением током джозефсоновским вихрем [28] и т.д.

С другой стороны, планарная геометрия позволяет получить доступ к промежуточным участкам структуры, как это было сделано для массива джозефсоновских контактов в работах [29, 30], что технически сложно осуществить для SJJ со слоистой геометрией с накладывающимися электродами [31, 32]. Доступ к каждому индивидуальному участку (слою – в случае слоистой геометрии) позволяет отслеживать свойства отдельных джозефсоновских контактов в электрической цепи [29, 31—33], что важно для изучения процессов их взаимодействия друг с другом и явления синхронизации. Квази-двумерная топология PJJ также изменяет их физические свойства. Например, из-за наличия электрических и магнитных полей рассеяния [34], проявляется нелокальная электродинамика [35, 36], которая сильно увеличивает взаимодействие между PJJ в устройстве. Также, важно отметить, что планарная геометрия джозефсоновских контактов делает их удобными для исследований с помощью сканирующей зондовой микроскопии, такой как сканирующая туннельная микроскопия/спектроскопия (STM/STS) [28, 37—39], сканирующий СКВИД<sup>5</sup> [40, 41] или магнитно-силовая микроскопия (MFM) [42]. Недавнее развитие методов на основе MFM позволило изучить проскальзывание сверхпроводящей фазы [43—45],

---

<sup>5</sup> сверхпроводящий квантовый интерферометр

пронаблюдать вход/выход джозефсоновских вихрей в планарном SNS контакте [46].

Стоит обратить внимание на многообразие различных способов визуализации квантования потока в сверхпроводящих системах, в частности, на флаксоны, а также на абрикосовские и джозефсоновские вихри. Способы визуализации и управления абрикосовскими вихрями и флаксонами достаточно хорошо развиты и могут быть реализованы целым рядом разных методов. Вихри Абрикосова были визуализированы с помощью магнитного декорирования [47—49], магнитооптики [50, 51], сканирующей туннельной микроскопии [52—54], магнитно-силовой микроскопии [55, 56] и т.д. Флаксоны были хорошо изучены методами электронно-транспортных измерений [57, 58], сканирующей СКВИД-микроскопии [59], сканирующей холловской зондовой микроскопии [60] и модифицированным методом MFM [43, 45]. В то же время визуализация джозефсоновских вихрей (JV) является трудной задачей в силу малого градиента поля и их высокой подвижности. На данный момент JV были косвенно исследованы с помощью криогенных электронно-транспортных измерений, в которых влияние джозефсоновских вихрей можно обнаружить благодаря осциллирующей зависимости критического тока джозефсоновских контактов от магнитного поля, а также с помощью детектирования электромагнитных волн методом сканирующей электронной микроскопии движущихся вихрей [61, 62]. В связи с этим развитие методов наблюдения и исследования динамики джозефсоновских вихрей остается технически сложной задачей. Несмотря на большое количество уже проведенных исследований PJJ в различных группах мира, электродинамические процессы на микроскопическом масштабе, а также взаимодействие PJJ друг с другом внутри сверхпроводящего устройства остаются не до конца изученными [31, 33, 63, 64]. Таким образом, диссертационная работа сфокусирована на исследовании сопоставления электронно-транспортных свойств с электродинамическими процессами, происходящими на микроскопическом масштабе в длинных JJ планарной топологии и устройствах, реализованных на их основе.

**Цели и задачи диссертационной работы.** Целью данной диссертационной работы является экспериментальное исследование электронно-транспортных свойств систем, состоящих из длинных джозефсоновских контактов

планарной геометрии, а также развитие неинвазивных методов диагностики сложных сверхпроводящих устройств.

Для достижения целей необходимо было решить следующие задачи:

- исследовать планарный джозефсоновский контакт типа SNS гибридным методом, сочетающим низкотемпературную магнитно-силовую микроскопию и электронные транспортные измерения;

- исследовать динамику джозефсоновских вихрей в длинном джозефсоновском контакте под воздействием продольных токов;

- разработать метод анализа динамики джозефсоновских вихрей и флаксонов в сложных сверхпроводящих системах на примере двухконтактного dc-СКВИДа;

- исследовать массив из нескольких джозефсоновских переходов с помощью низкотемпературных транспортных измерений. Изучить эффекты синхронизации джозефсоновских контактов во внешнем магнитном поле;

- исследовать влияние ВЧ-излучения на синхронизацию джозефсоновских контактов;

**Научная новизна.** Решение поставленных задач и проведение исследований требует постановки новых экспериментов, разработки методов, а также глубокого анализа экспериментальных результатов. Научная новизна данной диссертационной работы заключается в следующем:

- Методом криогенной магнитно-силовой микроскопии визуализирован вход и выход флаксона в dc-СКВИД, сопровождающийся прохождением кванта потока по цепочке джозефсоновских вихрей через длинный PJJ.

- Поставлен эксперимент, совмещающий измерения электронного транспорта dc-СКВИДа и MFM, для чего игла кантилевера располагалась над образцом (регистрировались изменения частоты и фазы колебаний иглы) и одновременно проводились электронно-транспортные измерения (при изменении пропускаемого через образец тока и прикладываемого внешнего магнитного поля). Продемонстрирована взаимозаменяемость магнитного поля и продольного тока для управления состоянием сверхпроводящего устройства.

- Продемонстрирована возможность неинвазивной диагностики сверхпроводящих устройств с помощью магнитно-силовой микроскопии (т.е. предложен метод, не требующий подведения токовых и потенциальных контактов к устрой-

ству).

- Методом магнитно-силовой микроскопии визуализирован процесс прохождения флаксона в область слабой связи РJJ через границы зерен ниобиевой пленки.

- Продемонстрирована дальнедействующая синхронизация РJJ. Было показано бистабильное поведение критического тока контактов при развертке внешнего магнитного поля, а также рассинхронизация контактов в больших магнитных полях.

- Обнаружено присутствие смещенных по напряжению ступенек Шапиро в массивах планарных джозефсоновских контактов из-за взаимного влияния контактов друг на друга.

**Теоретическая и практическая значимость.** Результаты, изложенные в диссертации, могут быть использованы как для фундаментальных, так и для прикладных исследований. Предложенный метод на основе магнитно-силовой микроскопии позволяет исследовать динамику джозефсоновских вихрей и флаксонов в сверхпроводящих устройствах.

Разработанный метод анализа джозефсоновских контактов методом МFM позволяет находить различия во внешне эквивалентных джозефсоновских контактах из-за возможных дефектов в них, что открывает новые возможности для диагностики сверхпроводящих устройств без необходимости в прямых электронно-транспортных измерениях.

Синхронизированные массивы джозефсоновских контактов позволяют увеличить считываемое характеристическое напряжение  $V_c = I_c R_n$ , благодаря чему происходит увеличение рабочих частот детекторов и элементов цепей сверхпроводящей электроники.

**Методология и методы исследования.** Для проведения исследований и решения поставленных задач использовались следующие методы:

- магнетронное напыление, электронно-лучевая литография и реактивное травление;

- фотолитография и сфокусированный ионный пучок;

- низкотемпературные транспортные измерения с помощью постоянного и переменного токов;

- криогенная магнитно-силовая микроскопия;



- методы обработки и анализа данных с помощью Origin, Python, Labview, Wolfram Mathematica, SPIP, Gwyddion.

### **Положения, выносимые на защиту:**

1. Показано, что использование низкотемпературной магнитно-силовой микроскопии позволяет регистрировать и генерировать флаксоны и джозефсоновские вихри в сверхпроводящих интерференционных устройствах. В частности, был визуализирован вход и выход флаксона в dc-СКВИД, реализованного на основе двух длинных джозефсоновских SNS контактов планарной геометрии, сопровождающийся проникновением кванта потока по цепочке джозефсоновских вихрей.

2. Совмещая электронно-транспортные измерения и магнитно-силовую микроскопию, продемонстрирован способ детектирования эволюции джозефсоновских вихрей в сверхпроводящем интерференционном устройстве, находящемся в бездиссипативном режиме. Продемонстрирована взаимозаменяемость магнитного поля и продольного тока для управления вихревым состоянием сверхпроводящего устройства.

3. Продемонстрирована возможность использования магнитно-силовой микроскопии для неинвазивной диагностики сверхпроводящих пленок ниобия и электрических цепей на их основе. Демонстрация проведена на примере отдельного длинного джозефсоновского SNS контакта и dc-СКВИДа.

4. Продемонстрирована синхронизация планарных джозефсоновских контактов, расположенных на достаточно большом расстоянии друг от друга. Обнаружена и исследована бистабильность критического тока одного из соседних контактов. Обнаружены и исследованы смещенные по напряжению ступеньки Шапиро. Выявлен статический и динамический механизмы дальнедействующей синхронизации.

**Степень достоверности и апробация результатов.** Материалы диссертации опубликованы в 8 печатных работах, из них 5 статей в рецензируемых журналах Nature Communications, Physical Review Research, Physical Review Applied и Journal of Physical Chemistry Letters, Nano Letters и 3 доклада на конференциях. Основные результаты диссертации докладывались на следующих конференциях:

- XVII International Workshop on Vortex Matter in Superconductors VORTEX

2019, Антверпен, Бельгия (20-25 мая 2019), приглашенный доклад, Vasily Stolyarov, Vyacheslav Dremov, Sergey Grebenchuk, Andrey Shishkin, Alexander Golubov, Olga Skryabina, Igor Golovchanskiy, Vladimir Krasnov, Dimitri Roditchev, Razmik Hovhannisyan, Josephson vortex generation and detection with a Magnetic Force Microscope;

- XXVI Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых Ломоносов – 2019 Москва (2019), устный доклад, С.Ю. Гребенчук, Д.С. Баранов, Р.А. Оганнисян, "Генерация джозефсоновских вихрей локальным магнитным полем кантилевера МСМ"

- 61-я Всероссийская научная конференция МФТИ (2018), устный доклад, С.Ю. Гребенчук, В.В. Дремов, Д.С. Баранов, Р.А. Оганнисян, В.С. Столяров, "Генерация джозефсоновских вихрей локальным магнитным полем кантилевера МСМ".

### **Публикации.**

**A1.** Stolyarov, V.S., Ruzhitskiy, V., Hovhannisyan, R.A., **Grebenchuk, S.**, Shishkin, A.G., Skryabina, O.V., Golovchanskiy, I.A., Golubov, A.A., Klenov, N.V., Soloviev, I.I. and Kupriyanov, M.Y., Revealing Josephson vortex dynamics in proximity junctions below critical current. Nano Letters, 22(14), pp.5715-5722. (2022).

**A2. S. Y. Grebenchuk**, R. A. Hovhannisyan, V. V Dremov, A. G. Shishkin, V. I. Chichkov, A. A. Golubov, D. Roditchev, V. M. Krasnov, and V. S. Stolyarov, Observation of interacting Josephson vortex chains by magnetic force microscopy, Phys. Rev. Res. 023105, 1 (2020).

**A3.** R. A. Hovhannisyan, **S. Y. Grebenchuk**, D. S. Baranov, D. Roditchev, and V. S. Stolyarov, Lateral Josephson Junctions as Sensors for Magnetic Microscopy at Nanoscale, J. Phys. Chem. Lett. 12, 12196 (2021).

**A4. Grebenchuk, S.Y.**, Hovhannisyan, R.A., Shishkin, A.G., Dremov, V.V. and Stolyarov, V.S., Magnetic Force Microscopy for Diagnosis of Complex Superconducting Circuits. Phys. Rev. Appl., 18(5), p.054035. (2022).

**A5. S. Yu. Grebenchuk**, R. Cattaneo and V. M. Krasnov, Long-range synchronization of planar Josephson junction arrays, Phys. Rev. Appl., vol. 10, no. 1, p. 1, (2022).

**Личный вклад автора.** Вклад диссертанта в получение представленных к защите результатов является определяющим либо весомым. Соискатель принимал активное участие в постановке экспериментов, проведении низкотемпературных магнитно-силовых и электронно-транспортных измерений, в обработке и анализе экспериментальных данных, а также в написании публикаций. Подготовка полученных результатов к публикации проводилась совместно с соавторами, что непосредственно отражено в самих публикациях.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, 6 глав, заключения и библиографии. Общий объем диссертации составляет 127 страниц, из них 111 страниц текста, включая 36 рисунков. Библиография включает 170 наименований на 16 страницах.

## Глава 1

**Литературный обзор**

Сверхпроводимость — макроскопическое квантовое явление, возникающее в некоторых материалах при достижении низких температур. Она характеризуется нулевым сопротивлением и абсолютным диамагнетизмом (эффект Мейсснера). Сверхпроводимость возникает благодаря образованию куперовских пар, которые составляют сверхпроводящий конденсат, характеризующийся фазовой когерентностью и который можно описать единой волновой функцией, выступающей также в качестве параметра порядка в теории Гинзбурга-Ландау<sup>1</sup> [1, 2, 65].

**1.1. Эффект Мейсснера. Квантование магнитного потока.****Типы сверхпроводников****Эффект Мейсснера**

Одним из важных проявлений сверхпроводимости является эффект Мейсснера. Эффект Мейсснера заключается в вытеснении магнитного поля из объема материала, находящегося в сверхпроводящем состоянии [66]. При охлаждении сверхпроводника в постоянном магнитном поле поле полностью вытесняется из его объема в момент перехода в сверхпроводящее состояние (рис. 1.1 (а)). Это отличает сверхпроводник от идеального проводника, в котором индукция магнитного поля в объеме не должна изменяться при стремлении сопротивления к нулю.

Сверхпроводники можно разделить на две группы: сверхпроводники первого и второго рода, в соответствии с их поведением во внешнем магнитном поле. Разное поведение двух типов сверхпроводников вызвано отличающимся соотношением двух характерных параметров: лондоновской глубины проникновения  $\lambda$  и длины когерентности  $\xi$ . Так, для сверхпроводников первого рода параметр теории Гинзбурга-Ландау  $\kappa = \lambda/\xi < 1/\sqrt{2}$ , что приводит к положи-

---

<sup>1</sup> первая феноменологическая квантовая теория сверхпроводимости

тельной энергии границы между нормальным и сверхпроводящим состояниями  $\sigma_{ns} > 0$ . Для сверхпроводников второго рода  $\kappa = \lambda/\xi > 1/\sqrt{2}$  и  $\sigma_{ns} < 0$ , что и приводит к абсолютно другому поведению во внешнем магнитном поле.

### Квантование магнитного потока

Другой важной особенностью является квантование магнитного потока сверхпроводящим кольцом. То есть, магнитный поток, проходящий через кольцо сверхпроводника с током, может принимать только дискретные значения, кратные кванту магнитного потока  $\Phi_0$ . Квант магнитного потока является фундаментальной физической постоянной и равен  $h/2e$ , где  $h$  — постоянная Планка, а  $e$  — заряд электрона. Эффект квантования магнитного потока является прямым свидетельством квантовой природы сверхпроводимости. Явление впервые было предсказано Ф. Лондоном в 1948 году с помощью феноменологической теории [67], а затем экспериментально открыто в 1961 году [68].

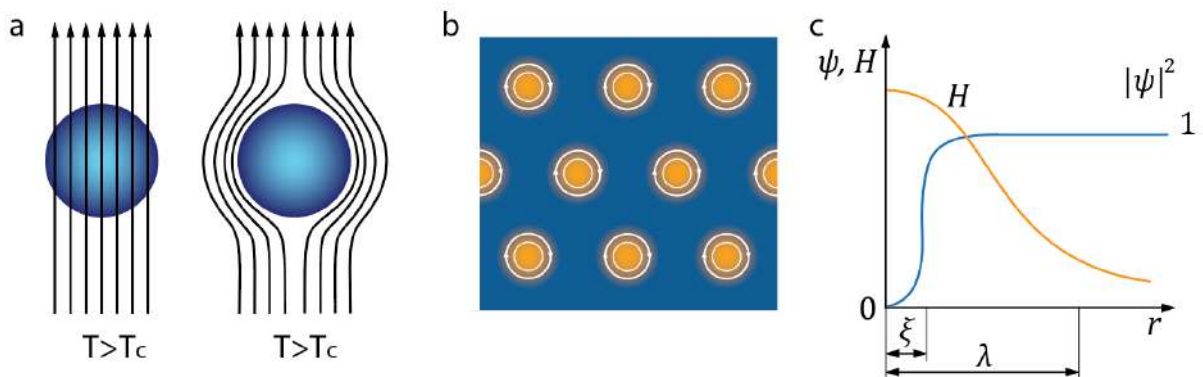


Рис. 1.1. Основные свойства сверхпроводников. (а) - эффект Мейсснера; (б) - решетка из вихрей Абрикосова для сверхпроводников второго рода; (с) - профиль магнитного поля, создаваемого вихрем Абрикосова и зависимость параметра порядка около вихря.

### Сверхпроводник первого рода

Можно выделить несколько главных магнитных свойств сверхпроводников первого рода. Магнитные линии выталкиваются объемным сверхпроводником и концентрируются в приповерхностном слое. Это можно объяснить тем, что  $\text{div}\mathbf{V} = 0$  (т.е. магнитные линии должны быть непрерывными и замкнутыми) и тем, что в объеме сверхпроводника  $\mathbf{V} = 0$ . Таким образом, в присутствии

внешнего магнитного поля на поверхности сверхпроводника появляются экранирующие (мейсснеровские) токи. Магнитное поле  $\mathbf{H}_0$  на поверхности сверхпроводника в свою очередь задает эти токи:  $j_c = \frac{c}{4\pi}[\mathbf{n}, \mathbf{H}_0]$ . В результате чего экранирующие токи, генерируемые внешним магнитным полем, создают собственное поле, противоположное по знаку и равное по величине внешнему.

Другой особенностью сверхпроводников I рода является тот факт, что магнитный поток через них не квантуется, как в сверхпроводниках II рода, и при достижении критического поля  $H_c$  сверхпроводимость разрушается за счет экранирующих токов распаривания. В сверхпроводниках первого рода может наблюдаться смешанное состояние, в котором сверхпроводник находится в присутствии внешнего магнитного поля, достаточно сильного, чтобы оно могло частично проникнуть в материал. В смешанном состоянии сверхпроводник демонстрирует сочетание сверхпроводящего и нормального поведения. Такой случай также может возникнуть в зависимости от формы сверхпроводника. Например, в случае сверхпроводящего шара во внешнем магнитном поле, сверхпроводник будет выталкивать поле из своего объема, из-за чего будет происходить локальное увеличение магнитного поля на экваторе. В то же время на «полюсах» магнитное поле будет равно нулю. Когда магнитное поле на экваторе достигнет критического значения, сверхпроводимость будет локально разрушена, и сфера перейдет в смешанное состояние с чередующимися областями сверхпроводящего и нормального материала [1, 69].

## **Сверхпроводники второго рода, вихри Абрикосова**

Проникновение магнитного поля в сверхпроводники второго рода происходит следующим образом. Когда сверхпроводник II рода находится в небольших магнитных полях, то весь объем вещества все еще находится в сверхпроводящем состоянии и сверхпроводник полностью вытесняет магнитное поле за счет эффекта Мейсснера. Но начиная с первого критического поля  $H_{c1}$  магнитное поле начинает проникать в объем сверхпроводника и при дальнейшем увеличении поля плотность магнитного потока в сверхпроводнике возрастает. Такой рост будет продолжаться до второго критического поля  $H_{c2}$ , при котором поле в сверхпроводнике в среднем становится равным внешнему полю  $H$ . При достижении  $H_{c2}$  сверхпроводник переходит в нормальное состояние. Но и в этом слу-

чае в тонком поверхностном слое все еще может оставаться сверхпроводимость. При  $H = H_{c3}$  сверхпроводимость этого поверхностного слоя также нарушается.

В промежуточном регионе магнитных полей между  $H_{c1}$  и  $H_{c2}$  существует смешанное состояние в виде вихрей (рис. 1.1 (b)). Такой вихрь называется вихрем Абрикосова (AV) и представляет собой квантованную нить, состоящую из длинного нормального цилиндра, вытянутого вдоль направления внешнего магнитного поля, внутри которого параметр порядка равен нулю [70]. Радиус нормальной сердцевинки примерно равен длине когерентности  $\xi$  и вокруг него течет незатухающий экранирующий сверхпроводящий ток в таком направлении, что магнитное поле тока совпадает с направлением внешнего. Экранирующий ток существует в области с радиусом глубины проникновения  $\lambda$  (рис. 1.1 (c)).

Один вихрь несет один квант магнитного потока  $\Phi_0$ . Вихревое состояние становится энергетически выгодным, когда  $H > H_{c1}$ . А в образце вихри стремятся образовать равностороннюю треугольную решетку. Вихревое состояние существует в интервале от  $H_{c1}$  до  $H_{c2}$ . Однажды возникшая при  $H_{c1}$  плотность вихрей увеличивается с ростом магнитного поля. При  $H_{c2}$  плотность вихрей настолько велика, что период вихревой решетки становится порядка длины когерентности. Параметр порядка обращается в ноль везде в образце, и сверхпроводник становится нормальным.

## 1.2. Эффект Джозефсона

Джозефсоновский контакт представляет собой квантовое устройство, состоящее из двух сверхпроводников, обычно разделенных тонким изолирующим слоем (так называемым туннельным барьером). Такие контакты впервые были описаны Брайаном Джозефсоном в 1962 году [71] и позже экспериментально исследованы [72, 73]. В настоящее время JJ широко используются во многих областях науки, в том числе и в сверхпроводящей электронике.

Выделяют два эффекта Джозефсона: стационарный и нестационарный. Первый эффект (стационарный эффект Джозефсона) заключается в бездиссипативном протекании сверхпроводящего тока через тонкий слой туннельного барьера между двумя сверхпроводящими контактами. При этом стоит отметить,

что предельным значением тока в джозефсоновских контактах является критический ток  $I_c$ , который представляет собой максимальный ток, который может течь через контакт, не разрушая сверхпроводящее состояние (рис. 1.2 (а)).

Стационарный эффект Джозефсона можно описать с помощью ток-фазового соотношения

$$I_s(\varphi) = I_c \sin\varphi(t), \quad (1.1)$$

где  $\varphi$  - скачок фазы волновой функции сверхпроводящих электронов на слабой связи JJ.

Если же пропускать через джозефсоновский контакт ток выше критического значения, то он начнет испускать высокочастотное излучение. Это называется вторым эффектом Джозефсона (нестационарный эффект Джозефсона)

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t} = \frac{2eV(t)}{\hbar}. \quad (1.2)$$

Контакты Джозефсона также являются компонентами сверхпроводящих квантовых интерференционных устройств (СКВИДов), состоящих из сверхпроводящего кольца и одного или двух джозефсоновских контактов. СКВИДы могут выступать в роли высокочувствительных магнитометров, используемых для измерения магнитных полей с чрезвычайной точностью, в качестве элементов сверхпроводящих кубитов, являющихся основными компонентами для квантовых вычислений, и т.д.

## **Эффект близости в системе сверхпроводник-нормальный металл.**

### **SNS контакт**

Рассмотрим интерфейс сверхпроводник (S)-нормальный металл (N) (SN). Сверхпроводящие когерентные состояния электронов, проникающие из сверхпроводника в нормальный металл, могут еще существовать на каком-то расстоянии, благодаря чему в слое нормального металла на интерфейсе SN будет наведенная сверхпроводимость. Это явление называется эффектом близости. С другой стороны, количество куперовских пар в сверхпроводнике вблизи границы будет меньше (из-за их перехода из сверхпроводника в нормальную область), что приводит к уменьшению параметра порядка (обратный эффект близости).



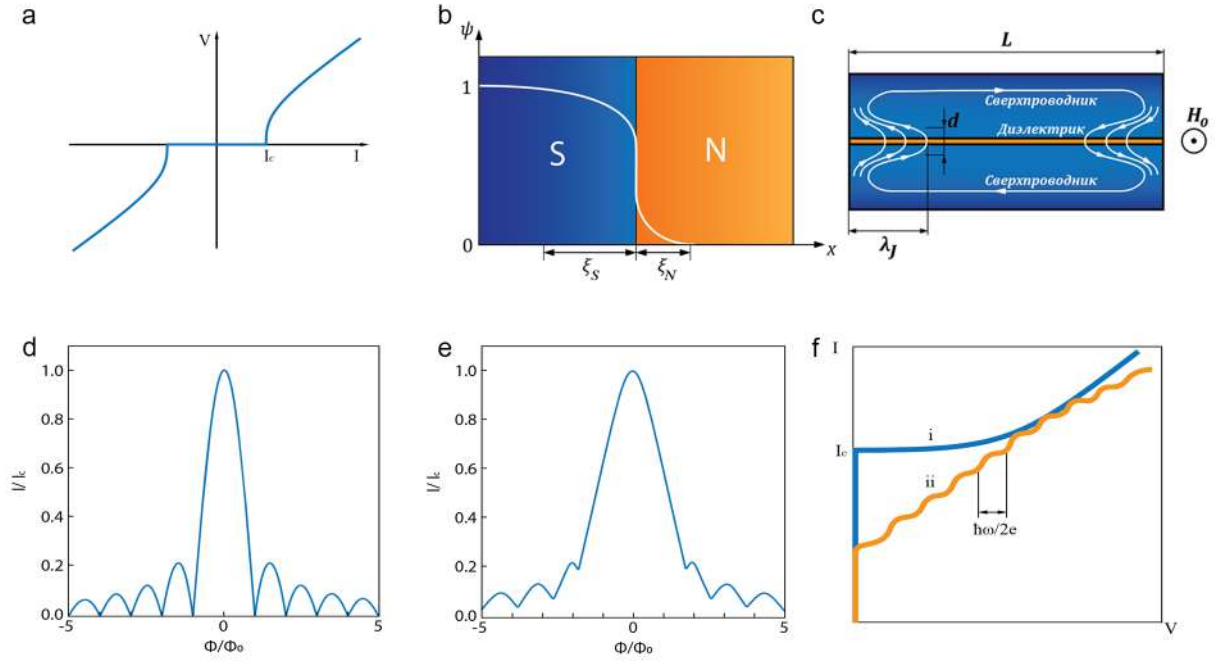


Рис. 1.2. Эффект близости и свойства джозефсоновских контактов. (а) - Вольт-амперная характеристика джозефсоновского контакта; (б) - эффект близости на интерфейсе сверхпроводник-нормальный металл; (с) - схема распределения мейсснеровских токов в джозефсоновском контакте во внешнем, перпендикулярном плоскости контакта, магнитном поле; (д) - фраунгоферовская зависимость критического тока от магнитного поля  $I_c(H)$  для узкого ( $L/\lambda_j < 4$ ) джозефсоновского контакта, (е) -  $I_c(H)$  для длинного ( $L/\lambda_j = 5$ ) джозефсоновского контакта; (ф) - ступеньки Шапиро с шагом  $\hbar\omega/2e$  ( $\hbar$  - приведенная постоянная Планка,  $e$  - заряд электрона) на ВАХ JJ при облучении ВЧ-излучением на частоте  $\omega$  (оранжевая кривая). Синяя кривая соответствует ВАХе JJ в отсутствии излучения.

В первом приближении поведение сверхпроводящей волновой функции можно оценить, решая первое уравнение Гинзбурга-Ландау:

$$-\xi^2 \frac{d^2\psi}{dx^2} - \psi + \psi^3 = 0, \quad (1.3)$$

Так, для нормальной области (где  $\psi \ll 1$ ) волновая функция будет экспоненциально спадать как

$$\psi = \psi_0 e^{|x|/\xi_n}, \quad (1.4)$$

Где  $\psi_0$  - значение параметра порядка на границе SN ( $x = 0$ ),  $x$  - расстояние от границы вглубь нормальной области,  $\xi_n$  - длина когерентности в нормальном

металле за счет эффекта близости.

В сверхпроводящей же области решение уравнения дает выражение

$$\psi = th \left[ \frac{x - x_0}{\sqrt{2\xi}} \right], \quad (1.5)$$

где  $x_0$  является константой интегрирования, которую можно найти из соотношения  $-sh(\sqrt{2}x_0/\xi) = \xi_n/\xi$ .

Характерное поведение параметра порядка вблизи интерфейса и характерные длины когерентности показаны на рис. 1.2 (b).

Более точное вычисление длины когерентности с использованием микроскопической теории дает разные результаты в зависимости от «чистоты» (т.е. соотношения длины пробега свободного электрона  $l_n$  и длины когерентности  $\xi_n$ ) нормального металла. Можно выделить два предельных случая: случай «чистого» металла с  $l_n \gg \xi_n$  и «грязного» металла с  $l_n \ll \xi_n$ . Так, для «чистого» металла ( $l_n \gg \xi_n$ ) длина когерентности равна

$$\xi_n = \frac{\hbar v_{F_n}}{2\pi k_B T}, \quad (1.6)$$

где  $v_{F_n}$  - скорость электрона на уровне Ферми.

В случае  $l_n \ll \xi_n$  («грязный» металл)

$$\xi_n = \left( \frac{\hbar v_{F_n} l_n}{6\pi k_B T} \right)^{1/2}. \quad (1.7)$$

Теперь, если сделать гетероструктуру сверхпроводник (S) - нормальный металл (N) - сверхпроводник (S), то получится джозефсоновский контакт типа SNS. Одной из особенностей SNS контактов является возможность изготавливать JJ с довольно большой шириной барьера из нормального металла. Это позволяет делать не только структуры типа сэндвич с большим слоем (порядка микрометров) между сверхпроводящими контактами, но и упрощает процедуру изготовления PJJ планарной геометрии [1, 3, 4].

**Отклик джозефсоновского контакта на внешнее магнитное поле.**

**Вихрь Джозефсона**

**Уравнение Феррела-Прейнджа.** Рассмотрим теперь джозефсоновский контакт во внешнем магнитном поле. Из интегрирования уравнения для обоб-

щенного импульса куперовской пары  $\hbar\nabla\theta = 2mv_s + \frac{2e}{c}\mathbf{A}$  (где  $\theta$  - фаза волновой функции,  $m$  - масса электрона,  $v_s$  - скорость куперовской пары,  $e$  - заряд электрона,  $\mathbf{A}$  - векторный потенциал магнитного поля) можно получить зависимость напряженности магнитного поля в контакте, которая окажется равной

$$H = \frac{\Phi_0}{2\pi d} \frac{d\varphi}{dx}, \quad (1.8)$$

где  $d = 2\lambda + t$ ,  $t$  - ширина слабой связи контакта. Используя уравнения Максвелла для тока  $j_s = \frac{c}{4\pi} \frac{dH}{dx}$  и связь сверхпроводящего тока с фазой  $j_s = j_c \sin\varphi$ , в итоге получаем уравнение Феррела-Прейнджа [74]

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{1}{\lambda_J^2} \sin\varphi, \quad (1.9)$$

где  $\lambda_J$  является джозефсоновской глубиной проникновения и равна

$$\lambda_J = \left( \frac{c\Phi_0}{8\pi^2 j_c d} \right)^{1/2}. \quad (1.10)$$

**Малые магнитные поля.** При очень малых магнитных полях  $H_0 \ll \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda_J d}$  токи через джозефсоновских контакт будут не велики, в связи с чем и разность фаз будет также мала. В этом случае уравнение Феррела-Прейнджа можно переписать в виде

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{1}{\lambda_J^2} \varphi, \quad (1.11)$$

решение которого выглядит как  $\varphi(x) = \varphi(0)e^{-x/\lambda_J}$ . И тогда непосредственно магнитное поле в JJ будет равно

$$H(x) = \frac{\Phi_0}{2\pi d} \frac{d\varphi}{dx} = H_0 e^{-x/\lambda_J}, \quad (1.12)$$

откуда видно, что  $\lambda_J$  является глубиной проникновения слабого магнитного поля в джозефсоновский контакт (рис. 1.2 (с)) [1].

**Джозефсоновский вихрь.** Поведение джозефсоновских контактов во внешнем магнитном поле может напоминать поведение сверхпроводников второго рода. Так, для случая JJ, при достижении некоторого критического поля в контакт начнет проникать магнитное поле в виде квантов магнитного потока.

Только в данном случае квантом потока будет так называемый вихрь Джозефсона (JV), который представляет собой солитон, и, в отличие от абрикосовского вихря, не имеет нормального ядра и гораздо более подвижен. Профиль магнитного поля и распределение сверхпроводящего тока можно оценить исходя из одного из решений уравнения Феррела-Прейнджа, выглядящего как  $\varphi_0(x) = 4\text{arctg}[e^{x/\lambda_J}]$ . Магнитное поле и сверхток пропорциональны первой и второй производной фазы соответственно:  $H \sim d\varphi_0/dx$  и  $j_s \sim d^2\varphi_0/dx^2$ . Другой особенностью джозефсоновского вихря является его распределение вдоль контакта, т.е. вдоль одной стороны он имеет размер около  $2\lambda_J$ , в то время как поперек - порядка  $d + 2\lambda$  [1, 3, 4].

### Узкий джозефсоновский контакт

В зависимости от соотношения геометрических размеров джозефсоновского контакта и джозефсоновской глубины проникновения, JJ можно условно отнести к узким (когда  $L/\lambda_j < 4$ ) и длинным контактам (для случая  $L/\lambda_j \gg 1$ ), которые отличаются друг от друга рядом особенностей (рис. 1.2 (с)).

Для узкого джозефсоновского контакта глубина проникновения Джозефсона значительно больше размеров самого контакта. В этом случае можно не брать во внимание собственные магнитные поля мейсснеровских токов. Во внешнем магнитном поле можно наблюдать модуляцию критического тока через контакт (зависимость Фраунгофера), происходящее в силу квантования сверхтока.

Фраунгоферовская зависимость критического тока узкого JJ от магнитного поля выглядит следующим образом

$$I = I_c \left| \frac{\sin(\pi\Phi/\Phi_0)}{\pi\Phi/\Phi_0} \right| \quad (1.13)$$

График такой зависимости представлен на рис. 1.2 (d), что также было подтверждено экспериментально [75]. Из графика видно, что ток через джозефсоновский контакт наиболее стабилен (когда нужно приложить достаточно напряжения, чтобы достигнуть конечное значение критического тока) при целом значении кванта  $\Phi/\Phi_0$  потока через него. При этом при целых значениях  $\Phi/\Phi_0$  достаточно лишь малого возмущения, чтобы на контакте появилось напряжение (т.к.  $I_c = 0$ ) [1–4].

## Длинный джозефсоновский контакт

В случае длинного джозефсоновского контакта. Отклик на магнитное поле отличается от той же картины для узкого контакта. Теперь нельзя пренебрегать размерами контакта  $L$  и  $W$ , и для получения зависимости критического тока необходимо решить уравнение синус-Гордона [76], которое выглядит следующим образом:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} - \frac{1}{\lambda_j^2} \sin \varphi = 0. \quad (1.14)$$

Аналитически решить данное уравнение может быть довольно проблематично, поэтому оно обычно решается численным методом. Численное решение этого уравнения дает зависимость критического тока от поля  $I_c(H)$  [77], показанную на рис. 1.2 (е). Видно, что она значительно отличается от той же зависимости в случае меньших размеров на рис. 1.2 (d). Центральная часть зависимости  $I_c(H)$  для длинного контакта гораздо шире, что объясняется присутствием мейсснеровского экранирования в данном случае, для преодоления которого нужно достигнуть критического поля для проникновения джозефсоновских вихрей [3, 4].

## Джозефсоновский контакт в высокочастотном поле

Из нестационарного эффекта Джозефсона следует, что при пропускании тока выше критического, джозефсоновский контакт начнет испускать ВЧ-излучение на частоте  $\omega$ . Если же начать облучать джозефсоновский контакт ВЧ-излучением на частоте джозефсоновской генерации, то это приведет к периодическим скачкам напряжения на вольтамперной характеристике контакта, известные как ступеньки Шапиро (рис. 1.2 (f)). При этом расстояние между ступеньками на зависимости равна  $\hbar\omega/2e$ . Данный эффект был впервые предсказан в 1963 году Шапиро [78], а позже они были экспериментально обнаружены в джозефсоновских контактах [79].

Ступеньки Шапиро в джозефсоновских контактах используются в сверхпроводящих квантовых вычислениях для калибровки кубитов и регулирования взаимодействий между кубитами. Их также можно использовать для точной

настройки характеристик кубитов и управления связью между ними путем тщательной настройки частоты и амплитуды переменного тока.

## СКВИД

Измерение магнитного поля, неинвазивный контроль качества и использование в медицине (магнитоэнцефалография, кардиология) и т.д. — лишь некоторые из важных применений СКВИДов [80]. СКВИДы используются в визуализации магнитного поля и для создания карт его распределения в образцах, что может предоставить подробную информацию о магнитных характеристиках исследуемых объектов. Также рассматриваются возможности использования СКВИДов в качестве компонентов кубитов для квантовых компьютеров. В дополнение к сказанному, за последние десятилетия активно развивается методика сканирующей СКВИД микроскопии, которая дает множество возможностей для исследования явлений на наномасштабе, включая локальную вариацию магнитных полей, изменение температуры и т.д. [81, 82].

Различают два основных типа СКВИДа - с одним джозефсоновским контактом (высокочастотный СКВИД на переменном токе) и с двумя джозефсоновскими контактами (dc-СКВИД - на постоянном токе).

**Двухконтактный dc-СКВИД на постоянном токе.** Первый СКВИД на постоянном токе был изобретен научно-исследовательской группой в Ford Research Labs в 1964 году [83]. Двухконтактный dc-СКВИД состоит из двух параллельно соединенных джозефсоновских контактов, тем самым образуя сверхпроводящее кольцо. Зависимость максимального тока двухконтактного СКВИДа с двумя одинаковыми контактами с критическим током  $I_c$  во внешнем магнитном поле можно описать с помощью следующего выражения

$$I_{max} = 2I_c |\cos(\pi\Phi/\Phi_0)|, \quad (1.15)$$

где  $\Phi$  - это полный магнитный поток в кольце СКВИДа [1, 3, 4]. Отсюда можно заметить, что максимальный сверхпроводящий ток через устройство наиболее стабилен (наибольшее значение тока  $I_{max}$ ) при целых значениях кванта потока. Но при этом сверхпроводящее состояние кольца при полуцелых числах кванта потока можно разрушить малейшим током. Другой отличительной

зависимостью является неспадающий характер максимального бездиссипативного тока при увеличении магнитного поля, в сравнении с  $I_c(H)$  зависимостью джозефсоновских контактов (рис. 1.2 (d,e)).

Чувствительность СКВИДа ограничивается тепловыми шумами в JJ, а также размерами устройства. СКВИД способен измерять крайне малые значения магнитных полей, порядка  $10^{-5} \Phi_0$ . Такая высокая чувствительность dc-СКВИДа и делает его востребованным в большом количестве областей.

**Одноконтakтный ВЧ-СКВИД на переменном токе.** Одноконтakтный СКВИД состоит из сверхпроводящего кольца с одним джозефсоновским контактом, встроенным в кольцо. Принцип работы такого СКВИДа основан в первую очередь на нестационарном эффекте Джозефсона [84]. По сравнению с dc-СКВИДом он менее чувствителен, но при этом проще в изготовлении. ВЧ-СКВИДы использовались для проведения большинства фундаментальных измерений биомагнетизма, в том числе для очень слабых сигналов [85]. Поскольку СКВИД работает в резистивном режиме, эффективная индуктивность колебательного контура изменяется в зависимости от внешнего магнитного поля, влияющего на резонансную частоту колебательного контура. Потери, которые проявляются как напряжение на нагрузочном резисторе цепи, являются периодической функцией приложенного магнитного потока с периодом  $\Phi_0$  [1, 3, 4].

### 1.3. Флаксоны и динамика джозефсоновских вихрей.

#### Зондовые методы исследований сверхпроводящих устройств

##### 1.3.1. Регистрация флаксонов, абрикосовских и джозефсоновских вихрей

В последнее время разнообразие доступных сверхчувствительных сверхпроводящих устройств, кубитов и архитектур для квантовых вычислений быстро растет. Ожидается, что в ближайшем будущем устройства сверхпроводящей квантовой электроники (SQE) [86, 87] бросят вызов традиционным полупроводниковым устройствам [88]. Джозефсоновские контакты являются строительными блоками SQE. Свойства JJ чувствительны к геометрии контакта, используе-

мым материалам, температуре, приложенным сверхтокам, магнитным полям и т.д. Эти параметры определяют квантовый фазовый портрет сверхпроводящих корреляций внутри JJ.

Из-за пространственной когерентности сверхпроводящего конденсата квантовые фазовые портреты обычных s-волновых<sup>2</sup> сверхпроводников могут содержать только  $2\pi$ -фазовые петли<sup>3</sup>. Одиночные  $2\pi$ -особенности, расположенные в сверхпроводящих электродах, связаны с абрикосовскими вихрями, а расположенные внутри JJ - с джозефсоновскими [89]. Целое число  $n$  джозефсоновских вихрей, присутствующих в JJ, связано с  $n$ -й ветвью модуляции критического тока в зависимости от магнитного поля  $I_c(H)$ .

Абрикосовские и джозефсоновские вихри представляют собой топологические квантовые объекты в сверхпроводниках и джозефсоновских контактах соответственно. Оба несут квант потока  $\Phi_0$  и имеют набег фазы на  $2\pi$ . Тем не менее, они существенно отличаются. Количественно размер  $AV$  определяется лондоновской глубиной проникновения  $\lambda_L$  (обычно порядка сотен нанометров), тогда как  $JV$  характеризуется джозефсоновской глубиной проникновения  $\lambda_J \sim$  мкм, которая обычно значительно больше  $\lambda_L$ . Относительно малая  $\lambda_L$  приводит к большому магнитному сигналу  $AV$ : максимальное поле  $B(0) \gtrsim 100$  Э и градиент поля  $\partial B/\partial r \gtrsim 10^7$  Э/см. Благодаря этому  $AV$  относительно не сложно наблюдать, визуализировать, а также отслеживать в прямом пространстве с использованием различных методов: сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии (STM/STS) еще в 1989 году [90], а также позже в работах [52—54, 91], магнитного декорирования [47—49], магнитооптики [50, 51], магнитно-силовой микроскопии (MFM) [55, 56, 92], датчика Холла [93, 94], СКВИДа [41, 82, 95, 96] и микроскопии Лоренца [97].

В отличие от абрикосовских вихрей с их нормальной сердцевиной, исследование высокоподвижных джозефсоновских вихрей с помощью STM/STS является более сложной задачей [28, 98—100]. Дополнительно, большая  $\lambda_J$  делает магнитную сигнатуру  $JV$  намного слабее и более трудно наблюдаемой. Они были косвенно изучены с помощью электронно-транспортных измерений,

---

<sup>2</sup> сверхпроводники с s-волновой функцией куперовских пар: орбитальный момент куперовской пары  $L = 0$  и полный спин  $S = 0$  (т.е. спины электронов в куперовской паре противоположны)

<sup>3</sup> набег фазы волновой функции куперовских пар равен  $2\pi$



измеряя зависимость критического тока от магнитного поля  $I_c(H)$ , или обнаружением электромагнитных волн с помощью сканирующей электронной микроскопии движущихся JV [61, 62]. Сканирующие СКВИД-эксперименты были более успешными при обнаружении сильной анизотропии длины экранирования вихрей в высокотемпературных сверхпроводниках [101] или при изучении вихрей, пиннингованных на границах зерен [102–105]. Эти основополагающие работы предоставили первые убедительные доказательства образования d-волновой<sup>4</sup> сверхпроводимости в купратах. Хотя из-за сильного пиннинга и коротких пространственных масштабов в материалах с высоким  $T_c$  эти работы не касались более общей проблемы локальной генерации, динамики и манипулирования джозефсоновскими вихрями внутри JJ.

Другими примерами квантования потока в сложных и многосвязных сверхпроводящих системах являются флаксоны. В отличие от JV, флаксоны были хорошо изучены методов, таких как электронные-транспортные измерения [57, 58], холловская микромагнитометрия [106, 107], сканирующая холловская зондовая микроскопия [60], СКВИД-магнитометрия [108], с помощью сканирующей СКВИД-микроскопии [59], калориметрии [109] и модифицированного метода MFM [43, 45].

### 1.3.2. Наблюдение цепочек вихрей в сверхпроводниках

Качественно, JV могут образовать одномерную цепочку вдоль джозефсоновского контакта. На данный момент известно несколько способов прямого или косвенного исследования JV. Например, движущиеся JV генерируют электромагнитные волны, которые можно исследовать с помощью сканирующей электронной микроскопии [61]. Такие изображения представляют собой стоячие волны в JJ. Межслоевые вихри<sup>5</sup> в сильно анизотропных высокотемпературных купратах наблюдались с помощью сканирующей СКВИД-микроскопии [101]. Но это не обычные JV в том смысле, что они имеют небольшое неоднородное «ядро» с градиентом поля, сравнимым с градиентом AV [110]. Ядро с большим градиентом магнитного поля обеспечивает сильное взаимодействие с AV, что

<sup>4</sup> орбитальный момент куперовской пары равен  $L = 2$ , полный спин  $S = 0$ .

<sup>5</sup> вихри, которые образуются между атомными слоями кристаллической решетки в слоистых сверхпроводниках.

приводит к образованию цепочек  $AV$ , наблюдаемых различными методами [47, 55, 93, 111]. Другой тип необычных полуджозефсоновских вихрей, содержащих ядра с подавленной сверхпроводящей щелью, возникает на границах зерен [94—96] или JJ типа SNS, образованных между сверхпроводящими островками [28].

### **1.3.3. Использование магнитно-силовой микроскопии для исследования квантов магнитного потока в сверхпроводниках**

Одним из методов исследования магнитных явлений на субмикронном масштабе является магнитно-силовая микроскопия. MFM основан на регистрации сигнала с кантилеверов - зондов для сканирования с магнитной иглой на конце, которая локально взаимодействует с магнитными полями на поверхности образца [112] (принцип работы более подробно описан в Главе 2, посвященной экспериментальным методам). Развитие технологий и создание криогенного MFM позволило применить данную методику к сверхпроводникам. Таким образом, MFM зарекомендовал себя как удобный инструмент для исследования свойств сверхпроводников в реальном пространстве с субмикронным разрешением. К ним относятся: лондоновская глубина проникновения [113, 114], вихри Абрикосова [42, 115, 116] и доменные структуры в ферромагнитных сверхпроводниках [117—119]. Недавнее развитие методов на основе MFM позволило также изучить проскальзывание сверхпроводящей фазы [43—45].

MFM особенно перспективен благодаря своей простоте и способности выявлять пространственное распределение магнитного поля над образцом. Однако количественные измерения MFM проводятся редко из-за трудностей, связанных с калибровкой магнитных кантилеверов MFM. Чтобы решить эту задачу, исследователями использовались магнитные объекты с хорошо известной геометрией и магнитными свойствами, например, нанопровода [120], микрополосы из ферромагнитнетика [121], монодисперсные наночастицы магнетита [122]. В работе [123] было показано, как можно использовать пары вихрь-антивихрь Абрикосова для калибровки кантилевера MFM. Однако основная проблема подходов заключается в том, что они основаны на измерении силы взаимодействия, которая зависит от магнитного поля рассеяния кантилевера, а также от геометрических параметров [124], которые может быть довольно проблематично воспроизвести от кантилевера к кантилеверу.

### 1.3.4. Планарные джозефсоновские контакты

Предложенные еще в работе Бароне [3] в 80-х годах 20-го века, планарные джозефсоновские контакты (РJJ) и сейчас являются потенциально ключевым элементом сверхпроводящих устройств для квантовой электроники [25]: детекторов одиночных фотонов [12, 125, 126], термометров милликельвиновского диапазона [127], радиочастотных датчиков [14] и многих других. Также продолжается активное исследование фундаментальных свойств РJJ [9, 36, 128]. РJJ чрезвычайно чувствительны к магнитному полю, которое вызывает перераспределение сверхтока в JJ и генерирует проникновение джозефсоновского вихря в контакт [28, 46], тем самым изменяя отклик самого РJJ [2, 20, 82, 129, 130].

Планарная геометрия JJ делает их доступными для изучения эффекта Джозефсона на наномасштабе с помощью сканирующих зондовых методов, таких как STM/STS [41, 82, 131–133] или MFM [45, 46, 134, 135].

### 1.3.5. Взаимодействие джозефсоновских контактов друг с другом.

#### Синхронизация контактов

Синхронизация JJ является динамическим процессом и заключается в синхронизации зависящих от времени джозефсоновских разностей фаз,  $\varphi$ , при появлении напряжения на устройстве [29, 32, 33, 136]. Также часто наблюдается синхронизация по току, т.е. когда совпадают значения критического тока  $I_c$ , при котором происходит переключение из статического (с  $V = 0$ ) в резистивное состояние [31, 33, 63]. Однако стоит подчеркнуть, что только статическая фазовая синхронизация невозможна. Действительно, статическая фаза определяется ток-фазовым соотношением стационарного эффекта Джозефсона,  $I = I_c \sin(\varphi)$ . Поскольку  $I_c$  JJ не абсолютно идентичны, фазы последовательно смещенных контактов не могут быть равны [136]. Следовательно, синхронизация по току может быть вызвана либо динамическим взаимодействием: первый коммутируемый JJ индуцирует переменные токи, которые переключают другие JJ в резистивное состояние; либо она может иметь тепловую природу, т.е. переключаемый JJ нагревает устройство, уменьшает  $I_c$  других JJ и также вызывает их переключение.

Таким образом исследование отдельных JJ, включенных в сверхпроводящую цепь, необходимо для полного понимания процесса синхронизации. Для этого требуется доступ к промежуточным электродам (электроды отдельных JJ, являющихся частью сверхпроводящей цепи) в массиве [29, 31—33]. Такой доступ технически сложно реализовать для контактов с геометрией типа «сэндвич» - SJJ [31, 32], но возможно для PJJ [29, 30]. Благодаря своей квази-двумерной геометрии PJJ имеют нелокальную электродинамику [35, 36] из-за наличия электрических и магнитных полей рассеяния [34], которые могут сильно влияют на взаимную связь между PJJ в сверхпроводящей цепи.

## Глава 2

# Экспериментальные методы

В данной главе описываются технологические методы изготовления образцов, а также методы измерения с помощью современного криогенного оборудования, такого как низкотемпературный оптический криостат и криогенная магнитно-силовая микроскопия.

### 2.1. Изготовление образцов

#### Изготовление планарного джозефсоновского SNS контакта на основе Nb/Cu

Для проведения исследований были изготовлены структуры нескольких типов, состоящие из ниобия в качестве сверхпроводника и нормального слоя из меди. Образцы представляют собой джозефсоновские контакты типа сверхпроводник - нормальный металл - сверхпроводник (SNS) (глава 3) и dc-СКВИД (глава 4). Структуры были изготовлены в ЦКП МФТИ и в лаборатории сверхпроводимости ИФТТ РАН.

Сначала  $\text{SiO}_2/\text{Si}$  подложка обрабатывается аргоновой плазмой, чтобы очистить её от воды и загрязнений. Это позволяет улучшить адгезию медной пленки и улучшить её качество. Затем, для изготовления образцов с помощью магнетронной установки сверхвысоковакуумного напыления (рис. 2.1 (а)), наносится слой меди толщиной 50 нм, после чего напыляется слой ниобия толщиной 100 нм. Все процессы выполнялись за один вакуумный цикл со следующими параметрами напыления: остаточное давление в камере  $p_0 = 8.6 \cdot 10^{-9}$  мбар, давление аргона  $p_{Ar} = 4.3 \cdot 10^{-3}$  мбар, мощность  $P = 200$  Вт,  $V_{DC} = 195$  В, и со скоростью напыления 0.2 нм/с. Качество напыленного ниобия было проверено с помощью электронно-транспортных измерений, которые показали критическую температуру сверхпроводящего перехода в интервале 8.9-9.2 К на зависимости RRR, что говорит о довольно хорошем качестве ниобиевой пленки.

Затем, для изготовления структуры нужной геометрии, была подготовлена полимерная маска с помощью электроннолучевой литографии на установке

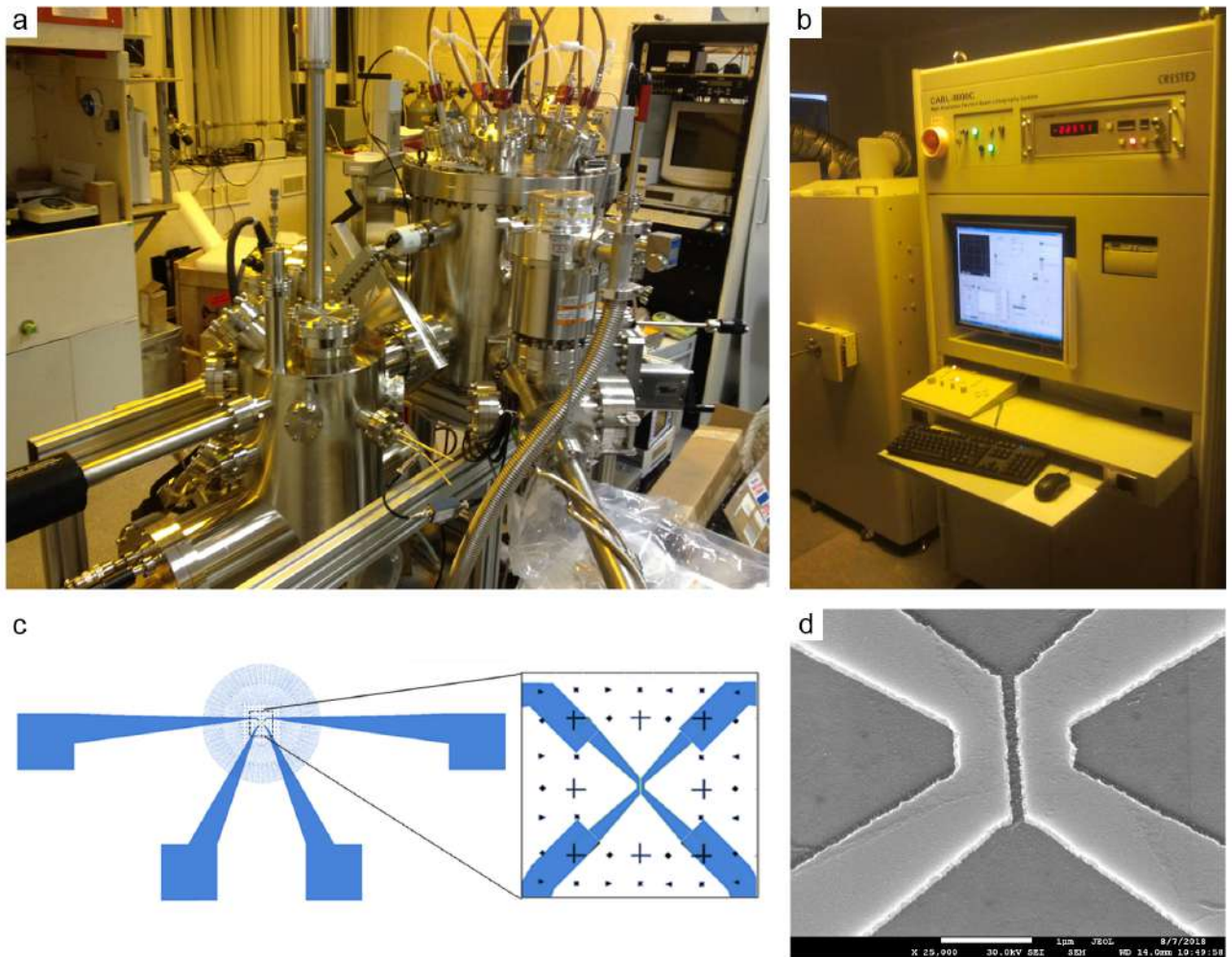


Рис. 2.1. (а) - Сверхвысоковакуумная установка магнетронного и электрон-лучевого напыления в лаборатории сверхпроводимости ИФТТ РАН; (b) - установка электроннолучевой литографии Crestec Cable 9000 в ЦКП в МФТИ; (с) - дизайн маски для литографии образца с джозефсоновским контактом; (d) - SEM-изображение полученного образца (планарный джозефсоновский контакт типа SNS).

Crestec Cable 9000 (ЦКП, МФТИ) (см. рис. 2.1 (b)) с диаметром пучка около 10 нм при дозе 400 мкКл/см<sup>2</sup> и токе электронного луча 5000 пА для контактных площадок и 400 пА для самой структуры. Литография проводилась с использованием полимерной маски из двух слоев: резиста MMA 9 % (толщина 860 нм) и AR-P 6200.04 (120 нм). После этого был нанесен 20 нм слой алюминия на установке Plassys MEB 550S для формирования жесткой маски. Затем осуществляется процедура liftoff, в ходе которой в растворе метилизобутилкетона и изопропилового спирта (в соотношении 1:4) убирается полимер с нанесенным на него алюминием. Тем самым алюминий остается только на ниобии с нужной нам геометрией.

В следующем шаге непокрытый Al ниобий удаляется реактивным плазмохимическим травлением до меди, после чего маска из Al смывается в 1-процентном растворе гидроксида калия. Отдельно стоит отметить необходимость изготовления маркерной сетки, которая использовалась для упрощения поиска образца при MFM измерениях. Пошаговый технологический процесс показана на рис. 2.2.

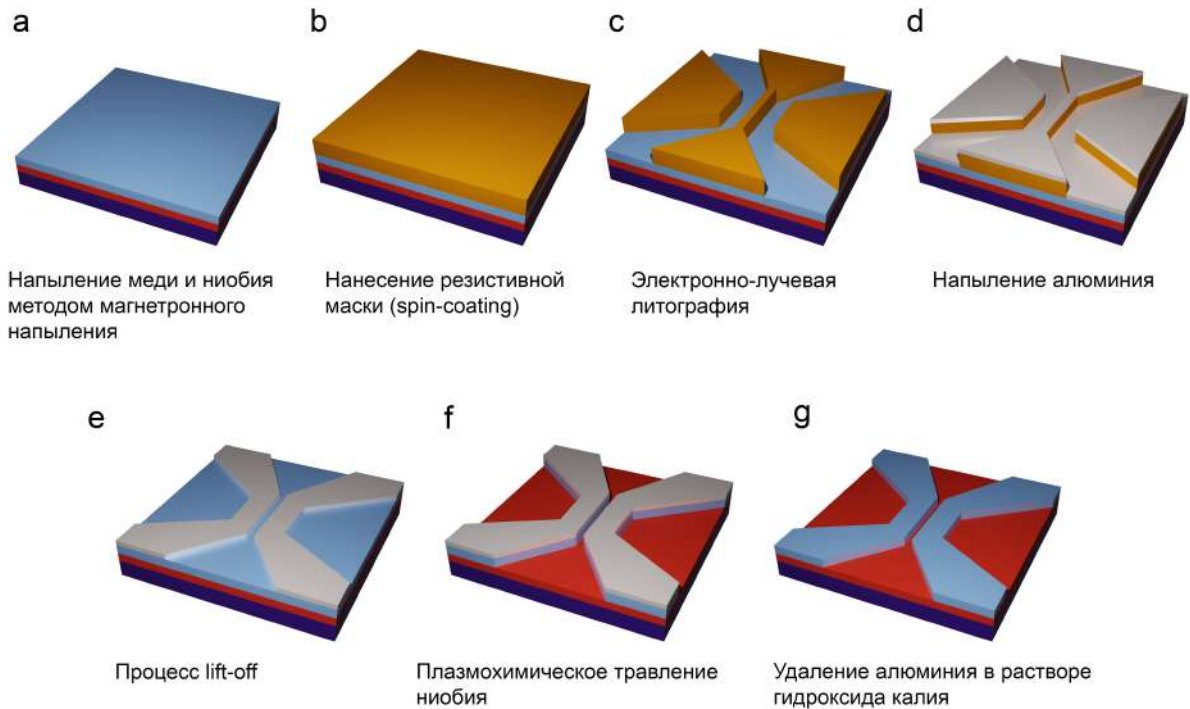


Рис. 2.2. Пошаговая процедура изготовления джозефсоновского контакта типа SNS для MFM экспериментов.

### Изготовление джозефсоновских контактов типа S-S'-S на основе Nb с помощью сфокусированного ионного пучка (FIB)

Образцы, представленные в главе 6 были изготовлены в центре AlbaNova в Стокгольме. Данные образцы представляют собой джозефсоновские контакты (или массив джозефсоновских контактов) типа S/S'/S (мостик Дайема), изготовленные из ниобия (Nb/Nb'/Nb). При изготовлении образцов использовалось магнетронное напыление на установке AJA Orion 100 (рис. 2.3 (a,b)): осаждался слой ниобия толщиной 100 нм на подложку оксида кремния (SiO<sub>2</sub>/Si). Для получения такой пленки использовались следующие параметры:  $P_{DC} = 250$  Вт,  $P_{RF} = 10$  Вт,  $p_{Ar} = 3$  мТор, время напыления - 15 минут.

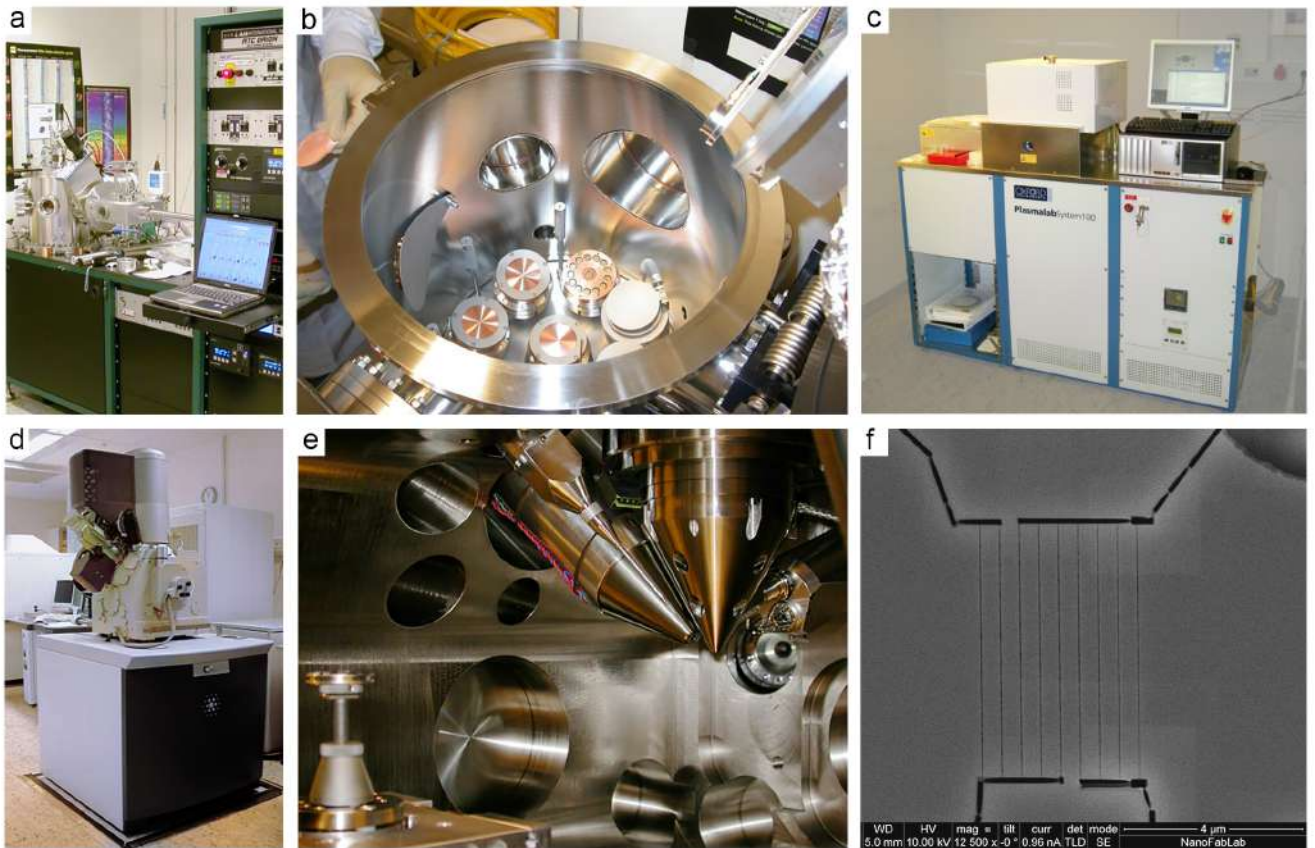


Рис. 2.3. (а) - установка магнетронного напыления AJA Orion 100; (б) - камера с мишенями установки (а); (с) - установка плазменного травления Oxford Plasmalab 100; (д) - галлиевый ионный микроскоп (FIB) FEI Nova 200; (е) - внутренняя камера галлиевого ионного микроскопа; (ф) - SEM-изображение образца с системой джозефсоновских контактов, изготовленных с помощью метода FIB. Изображения (а-е) взяты из инструкций к установкам.

На следующем шаге, образцы на подложке  $5 \times 5 \text{ мм}^2$  покрывались слоем позитивного фоторезиста S1813 методом spin coating (образец помещается на вращающуюся установку) на скорости вращения 4000 об/мин на протяжении одной минуты. После чего образец отжигали при температуре  $100 \text{ }^\circ\text{C}$  в течение одной минуты. Фотолитография была проведена с помощью специального фотошаблона на установке со ртутной лампой (длина волны 400 нм). После чего проводилось реактивное ионное травление в установке Oxford Plasmalab 100 с использованием  $\text{CF}_4$  (рис. 2.3 (с)).

Последний этап изготовления РJJ заключается в создании самих слабых связей. Для этого использовался галлиевый ионный микроскоп (focused ion beam - FIB) FEI Nova 200 (см. рис. 2.3 (d,e)), который позволяет создавать структуры с характерными размерами элементов 1 - 10 нм масштаба, что проблематично сделать при помощи электронной литографии. Принцип работы сфо-



кусированного ионного пучка основан на использовании тяжелых ионов галлия  $\text{Ga}^+$ , ускоренных до нужных значений энергии, для бомбардировки материала образца, в ходе чего можно вытравить определенные области. Этот метод позволяет изготовить джозефсоновские контакты из ниобия типа Nb/Nb'/Nb (рис. 2.3 (f)). Комбинация FIB методики с методом сканирующей электронной микроскопии позволяет создавать крайне тонкие структуры с довольно высокой точностью.

## 2.2. Криогенная магнитно-силовая микроскопия

Эксперименты проводились на криогенной сканирующем атомно-силовом микроскопе AttoCube AttoDry 1000 с криогенной установкой замкнутого цикла с базовой температурой  $\sim 4$  К (рис. 2.4), расположенной в лаборатории топологических квантовых явлений в сверхпроводящих системах в МФТИ. Криостат оборудован встроенным сверхпроводящим магнитом с возможностью поддержания однородного магнитного поля в области образца до 9Т. В нашем случае измерения проводились в диапазоне температур от 4 К до 10 К и во внешнем магнитном поле до 200 Гс (20 мТ). Образец фиксировался на держателе и после чего монтировался во вставку с пьезо-подвижками и XYZ-сканнером (рис. 2.4 (b,c)) для сверхвысокоточного контроля положения. Игла при этом остается неподвижной. Сам кантилевер с иглой монтируется на специальный держатель с пьезоэлементом. Для работы в полуконтактном или бесконтактном режимах на пьезоэлемент подается переменное напряжение для возбуждения механических колебаний кантилевера на своей собственной частоте. Изменение характеристик колебаний кантилевера (сдвиг фазы, частоты) регистрируются с помощью инфракрасного лазера, который подведен к обратной стороне кантилевера через оптоволокно (рис. 2.4 (c)). Лазер отражается от кантилевера обратно в оптоволокно и попадает в фотодетектор (считывание сигнала происходит по принципу интерферометра Фабри-Перо).

Топография устройства и его магнитный отклик измерялись с использованием стандартного кантилевера с магнитным покрытием Co/Cr (MESP фирмы Bruker, с жесткостью  $k = 2,8$  Н/м, с номинальным радиусом иглы 35 нм, рис. 2.4 (d)). В экспериментах амплитуда и фаза колебаний кантилевера изме-

ряются на фиксированной резонансной частоте, 87 кГц, соответствующей резонансу кантилевера при отсутствии взаимодействия сил со стороны образца на иглу. Поскольку фазовый сигнал сильно меняется в резонансе, он очень чувствителен к малейшим сдвигам частоты. Измерения проводились в трёх режимах в зависимости от типа эксперимента: в бесконтактном, полуконтактном или в режиме Dual Pass (двухпроходная методика).

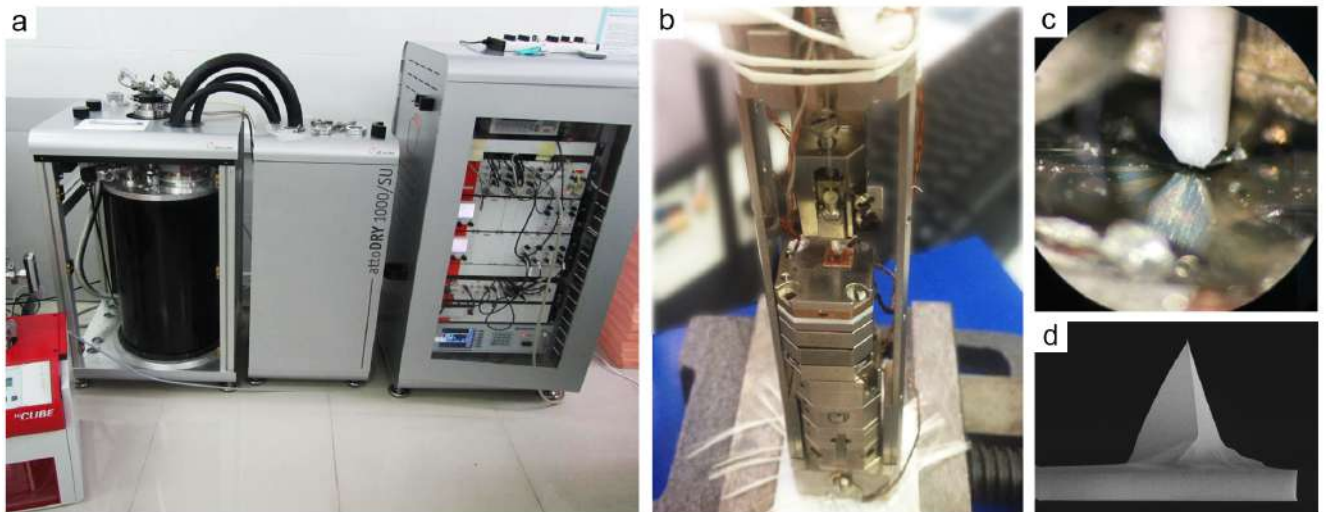


Рис. 2.4. Криогенный магнитно-силовой микроскоп Attocube AttoDry 1000. (a) - внешний вид криостата со стойкой электроники; (b) - рабочая часть зонда с кантилевером и образцом на пьезо-подвижках; (c) - феррула с кантилевером, подведенная к поверхности образца; (d) - SEM-снимок иглы кантилевера MESP-V2 (Bruker) с магнитным покрытием из Co-Cr, обычно используемой для магнитно-силовой микроскопии.

В полуконтактном режиме также возбуждаются колебания на резонансной частоте. В этом режиме кантилевер приближается к поверхности образца на нижнем полупериоде колебаний. В этом случае обратная связь поддерживает постоянную амплитуду. Этот метод позволяет получать изображения высокого разрешения, минимизировать возникновение механических повреждений на образце и работать на более высоких скоростях сканирования по сравнению с контактными режимом. Полуконтактный режим в первую очередь чувствителен к короткодействующим ван-дер-ваальсовским силам со стороны поверхности образца и используется для измерения топографии.

При измерении в бесконтактном режиме на кантилевере также возбуждаются колебания на резонансной частоте. Сила, действующая с поверхности, приводит к сдвигу амплитудно-частотной и фазочастотной характеристик зон-

да, а амплитуда и фаза изменяют свои значения. Изменения амплитуды и фазы фиксируются и позволяют получить изображение распределения градиента сил на поверхности образца. Бесконтактный режим позволяет измерять дальнедействующие силы и исключать (или минимизировать) влияние короткодействующих ван-дер-ваальсовских сил. В этом режиме обычно измерялся магнитный отклик образца. Стоит отметить, что эта методика дает наилучший результат на плоской поверхности.

Изменения фазы, амплитуды и частоты можно связать с характеристиками кантилевера и градиентом силы  $\frac{\partial F}{\partial z}$ , направленной вдоль вертикальной оси  $z$ , с помощью соотношений

$$\Delta\phi \approx \frac{Q}{k} \frac{\partial F}{\partial z}, \quad \Delta A \approx \left( \frac{2A_0Q}{3\sqrt{3k}} \right) \frac{\partial F}{\partial z}, \quad \Delta f_0 \approx -\frac{1}{2k} \frac{\partial F}{\partial z} f_0, \quad (2.1)$$

где  $k$  — коэффициент жесткости кантилевера,  $Q$  — добротность колебательной системы,  $A_0$  — амплитуда колебаний кантилевера на собственной резонансной частоте  $f_0$  в отсутствии внешней силы [112]. В то же время сила пропорциональна градиенту магнитного поля  $F = m\nabla H$ , из чего видно, что, по своей сути, MFM в первую очередь чувствителен ко второй производной магнитного поля.

Режим Dual Pass является комбинацией полуконтактного и бесконтактного режимов, чтобы учесть топографию образца и минимизировать её вклад в измерения магнитного сигнала в бесконтактном режиме. В Dual Pass сначала измеряется топография поверхности в полуконтактном режиме, после чего игла второй раз проходит над одним и тем же местом уже на определенной высоте над образцом с учетом профиля поверхности. Во время второго прохода обычно регистрируется изменение фазы и амплитуды колебаний иглы.

В некоторых случаях измерения проводились в режиме PLL (Phase Locked Loop), когда подключался дополнительный контроль фазы кантилевера и регистрировалось изменение частоты  $df$ .

## Совмещенные МФМ и электронно-транспортные измерения при низких температурах

Электронно-транспортные измерения проводились по методу четырёх-точки, когда ток подается между одной парой контактов, а напряжение на образце измеряется второй парой контактов. Для уменьшения шумов использовались витые пары. В качестве источника тока использовался Yokogawa2000, для измерения напряжения - Keithley Nanovoltmeter 2182. Электронно-транспортные измерения проводились как в отсутствие кантилевера МФМ (игла была отведена далеко), так и при его близком расположении к образцу, или же одновременно со сканированием МФМ в зависимости от типа эксперимента.

Карты распределения падения напряжения на образцах, представленных в главах 4 и 5, были получены методом пропускания постоянного тока и подачей сигнала напряжения с нановольтметра на ADC (Analog to Digital Converter) системы МФМ Attocube. Это позволило измерять изменение напряжения в зависимости от положения иглы над структурой при сканировании с одновременным получением МФМ-изображения.

### 2.3. Электронно-транспортные измерения при низких температурах

Проведение электронно-транспортных измерений является неотъемлемой частью исследований, особенно когда речь идет о характеристике электронных свойств образцов. В данном разделе описываются методы транспортных измерений, проводимых для получения результатов из главы 6.

Результаты главы 6 были получены в Стокгольме в центре AlbaNova. Для проведения транспортных измерений использовался оптический криостат (рис. 2.5 (a,b)) со встроенным магнитом, с базовой температурой 4 К и возможностью охладиться до  $\sim 300$  мК с помощью He-3. Для измерений использовались модули FPGA и PCX платы от National Instruments с усилителями (рис. 2.5 (c)), что позволяет измерять сигналы амплитудой несколько нановольт. Измерения проводились витыми парами по стандартной четырех-зондовой методике с помощью переменного тока на частоте 13 Гц. Для работы с измерительным

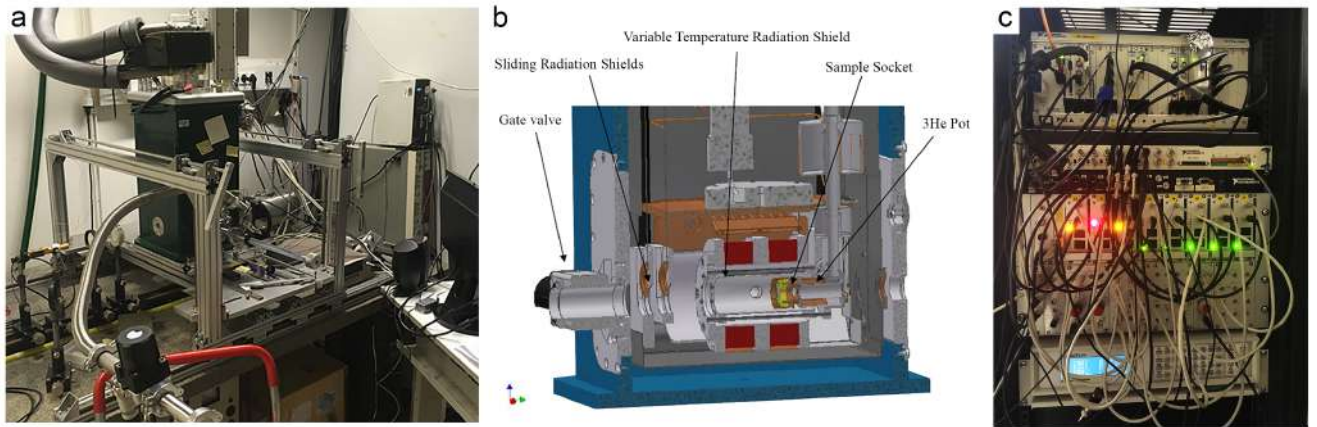


Рис. 2.5. Оптический криостат для низкотемпературных транспортных измерений с возможностью облучения образца в AlbaNova center в Стокгольме. (а) - Внешний вид криостата; (b) - Схема внутренней камеры с образцом; (с) - Стойка с электроникой для измерений.

оборудованием использовался пакет программ, написанных на Labview. Данный криостат также имеет криогенное вакуумное окно для облучения образца при проведении электронно-транспортных измерений. В нашем случае дополнительно использовался источник высокочастотного излучения с  $f_{RF} = 73,6$  ГГц.

## Глава 3

# Исследование динамики джозефсоновских вихрей в планарных джозефсоновских контактах

Вихри Джозефсона (JV) играют важную роль в сверхпроводящих устройствах квантовой электроники. JV часто рассматриваются как чисто концептуальные топологические объекты, особенности  $2\pi$ -фазы. При этом их визуализация и возможность управления ими довольно сложны. В этой главе демонстрируется, что в планарных соединениях Сверхпроводник - Нормальный металл - Сверхпроводник джозефсоновские вихри имеют своеобразный магнитный отклик, который можно обнаружить в экспериментах с помощью магнитно-силовой микроскопии (MFM). Основываясь на этом эффекте, показывается способ генерации и управления вихрями Джозефсона с помощью магнитного поля кантилевера MFM, тем самым прокладывая путь к неразрушающему и бесконтактному контролю отдельных наноконструкций сверхпроводящих квантовых цепей. Разработанная методика также позволяет локально исследовать динамику джозефсоновских вихрей в длинных джозефсоновских контактах.

### 3.1. Генерация и манипуляция джозефсоновских вихрей в планарных джозефсоновских контактах методом магнитно-силовой микроскопии

На рис. 3.1 (а) изображено устройство и схема эксперимента. На схематическом рисунке можно заметить магнитный кантилевер, который колеблется на своей резонансной частоте  $\sim 87$  кГц. Также показана схема транспортных измерений по методу четырех точки, где  $U^{+,-}$  - вольтовые и  $I^{+,-}$  - токовые подводы.

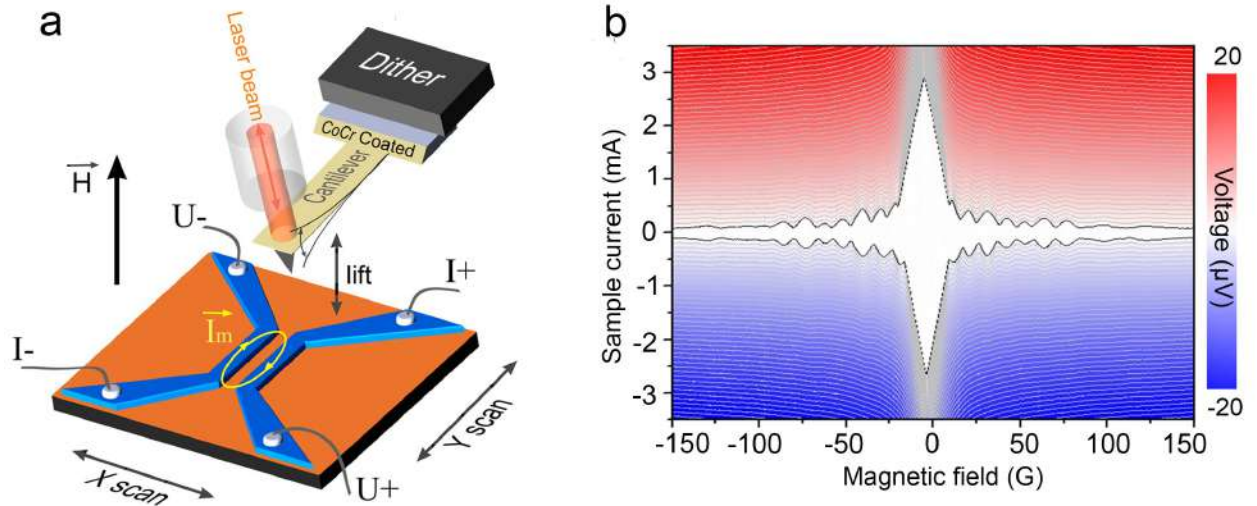


Рис. 3.1. Структура и электрон-транспортные свойства исследуемого образца. (а) - Схема эксперимента: электроды из ниобия толщиной 100 нм (синий) нанесены на слой меди толщиной 50 нм (оранжевый); контакты подключены для транспортных измерений. Эллипсом отмечена область джозефсоновского контакта размером  $2500 \times 200 \text{ нм}^2$ . Кантилевер MFM с иглой с магнитным покрытием из Co/Cr, колеблется на собственной резонансной частоте, возбуждаясь пьезоэлементом (dither на рисунке); для считывания колебаний кантилевера используется лазер и оптоволоконно. (б) - Вольт-амперная характеристика устройства: падение напряжения на контакте измеряется как функция приложенного тока и внешнего магнитного поля (кантилевер при этом отведен далеко от образца, чтобы исключить влияние его неоднородного магнитного поля). Красный (синий) цвет: положительное (отрицательное) падение напряжения на устройстве; в белом цвете: нулевое падение напряжения, представляющее собой сверхпроводящее состояние.

### 3.1.1. Электронные свойства невозмущенного джозефсоновского контакта

На рис. 3.1 (б) показана зависимость критического тока  $I_c(H_{ext})$ , измеренная во внешнем однородном магнитном поле  $H_{ext}$ , приложенном перпендикулярно плоскости образца, кантилевер при этом был отведен далеко от джозефсоновского контакта. У РJJ наблюдается периодическая симметричная зависимость  $I_c(H_{ext})$  типа Фраунгофера, что указывает на хорошую однородность образца. Центральный пик  $I_c(H_{ext})$  значительно шире вторичных максимумов и квазилинейно затухает при увеличении магнитного поля  $H_{ext}$ . Это является хорошо известной особенностью длинного JJ, длина которого ( $L = 2500 \text{ нм}$  в нашем устройстве) значительно больше эффективной джозефсоновской глубины проникновения  $\lambda_J$ . Для того, чтобы проанализировать такое поведение, были

оценены основные параметры JJ нашей геометрии.

### Теоретические оценки: описание характеристик образца

Критическая температура сверхпроводящего контакта в нулевом магнитном поле составляла 7.2 К, критический ток при базовой температуре 4.2 К составлял 2.8 мА. JJ, представленный в данной главе, имеет следующие параметры: длина  $L = 2,5$  мкм, ширина барьера из меди  $t_N = 200$  нм, толщина слабой связи  $d_N = 50$  нм, ширина каждого из ниобиевых электродов  $W_{S1} \simeq W_{S2} \simeq 500$  нм, толщина ниобиевых электродов  $d_S = 100$  нм, лондоновская глубина проникновения для ниобия в нашем случае  $\lambda_S \simeq 80$  нм, критический ток Джозефсона  $I_c \simeq 3$  мА и критическая плотность тока  $J_c = I_c/Ld_N \simeq 2.4 \cdot 10^6$  А·см<sup>-2</sup>.

Исследованные контакты имеют плоскую геометрию  $W_{S1} + W_{S2} \gg d_S$ . Такие контакты отличаются от SJJ двумя характерными особенностями:

- i Планарные контакты имеют значительный коэффициент размагничивания  $n \sim 1$ , поскольку магнитное поле, приложенное перпендикулярно тонкопленочным сверхпроводящим электродам, приводит к эффекту фокусировки потока [22], из-за которого эффективное магнитное поле в контакте становится больше приложенного поля в  $\frac{1}{1-n} \gg 1$  раз.
- ii Перпендикулярное к электродам магнитное поле экранируется и распространяется вдоль поверхности электродов. Таким образом, экранирующие токи Мейсснера генерируются по всей площади электродов, а не только в тонком слое  $\sim \lambda_S$ , примыкающем к контакту. Это приводит к нелокальности электродинамики в плоских контактах с тонкими электродами  $d_S < \lambda_S$  [35, 36, 137].

Две упомянутые особенности приводят к принципиальному изменению эффективной магнитной ширины контакта  $W_{eff}$ , которая определяет соотношение между потоком в контакте  $\Phi$  и приложенным полем  $H$ ,  $W_{eff} = \Phi/LH$ . Для длинных плоских контактов с шириной двух электродов  $W_{S1,2} < L$ , как в нашем случае, магнитный поток с половины ширины каждого электрода входит в контакт [137]. Физическое происхождение этого явления довольно простое. Перпен-



дикулярно электродам магнитное поле равномерно распределяется по поверхности электрода, так что примерно половина потока в области электрода направляется в контакт [22]. Для исследуемого контакта  $W_{eff} \simeq t_N + (W_{S1} + W_{S2})/2 \simeq 700$  нм.

Соответствующее поле квантования потока составляет  $\Delta H \simeq \frac{\Phi_0}{LW_{eff}} \simeq 11.8$  Э, что лишь немного больше, чем экспериментально наблюдаемое значение  $\Delta H \simeq 10$  Э, см. рис. 3.1 (b). Скорее всего, это связано с увеличением ширины электродов на концах контактов, см. рис. 3.1 (a), что приводит к несколько большей средней магнитной ширине  $W_{eff} \simeq 830$  нм.

Для обычного SJJ джозефсоновская глубина проникновения составляет

$$\lambda_J = \sqrt{\frac{\Phi_0 c}{8\pi^2 \Lambda J_c}} \quad (3.1)$$

$\Lambda = t_N + \lambda_{S1} + \lambda_{S2}$  - магнитная толщина контакта, а  $\lambda_{S1,2}$  - лондоновские глубины проникновения двух электродов.

Оценка глубины джозефсоновского проникновения в наших планарных контактах более сложна. А именно, в отличие от перекрывающихся контактов, форма джозефсоновского вихря в PJJ не описывается единой длиной [35]. В данном случае, сильно неоднородная центральная область «ядра» характеризуется длиной  $\lambda_J(0) = \frac{\lambda_J^2}{\lambda_S}$ . Но хвост вихря затухает неэкспоненциально с характерным масштабом  $\lambda_J(\infty) = \lambda(0) \frac{2\lambda_S}{d_S}$ .

Для исследуемого контакта получаем:  $\lambda_J(0) \simeq 380$  нм и  $\lambda_J(\infty) \simeq 220$  нм. Более точная оценка  $\lambda_J$  в исследуемом контакте затруднена из-за отсутствия точного аналитического выражения для промежуточного случая  $d_S \simeq \lambda_S$  [36]. Другим способом оценки  $\lambda_J$  является измерение первого критического поля для поля проникновения первого джозефсоновского вихря  $H_{c1}$ , который соответствует точке пересечения центральной линейной части  $I_c(H)$  с нулевым значением критического тока. Взяв стандартное выражение

$$H_{c1} = \frac{2\Phi_0}{\pi^2 \lambda_{J_{eff}} W_{eff}} \quad (3.2)$$

и используя выражение для эффективной магнитной ширины  $W_{eff} = \Phi_0 / L \Delta H$ , получим

$$\lambda_{J_{eff}} \simeq \frac{\Delta H}{H_{c1}} \frac{2L}{\pi^2} \quad (3.3)$$

что также дает значение, близкое к  $\lambda_J(0)$ . Из этого можно заключить, что эффективная джозефсоновская глубина проникновения нашего контакта значительно меньше длины контакта. Следовательно, наш контакт умеренно длинный  $L/\lambda_{J_{eff}} \sim 5-7$ . Это согласуется с наличием центрального максимума с линейной зависимостью  $I_c(H)$ , см. рис. 3.1 (b), представляющего экранированное мейсснеровское состояние без вихрей в контакте [138].

### 3.1.2. Механизм генерации джозефсоновских вихрей

Далее, кантилевер был подведен к образцу и была измерена топография поверхности, а также магнитный отклик образца. На рис. 3.2 представлена топография, полученная с помощью АФМ.

Два ниобиевых Nb электрода РJJ отображаются светло-серым цветом, область слабой связи - темно-серым зазором, разделяя структуру пополам. На рис. 3.2 (b-d) показана серия карт МФМ. Здесь, серый контраст отображает локально измеренную фазу колебаний кантилевера; фазовый сдвиг очень чувствителен как к градиенту магнитной силы, действующей на иглу [13, 139], так и к диссипации (см. раздел 3.1.3, посвященный механизму диссипации и фазового сдвига в картах МФМ). На рис. 3.2 (b) представлена карта распределения магнитного поля на РJJ, охлажденного во внешнем магнитном поле  $H_{ext} = 90$  Э. На данном скане видны яркие пятна, которые представляют собой отдельные абрикосовские вихри, запиннигованные в сверхпроводящих электродах ниобия. Токи Мейсснера, циркулирующие по краям устройства, создают дополнительный контраст между белым и черным цветами.

На рис. 3.2 (c,d) показан другой случай распределения магнитного поля на РJJ, уже охлаждаемого в нулевом поле. В случае рис. 3.2 (c) внешнее поле, равное  $H_{ext} = 90$  Э, было приложено перед измерениями, но уже после охлаждения образца; в случае рис. 3.2 (d) поле не прикладывалось. На этих картах электроды Nb остаются в мейсснеровском состоянии, вихри Абрикосова не проникают. На обеих картах наблюдаются большие концентрические черные кольца и дуги, окружающие зону слабой связи. Кроме того, при конечных внешних полях (рис. 3.2 (c)) в середине контакта видны черные кольца меньшего размера, образующие цепочку. Таким образом, как внешнее поле, так и магнитное поле иглы играют существенную роль в этом явлении.

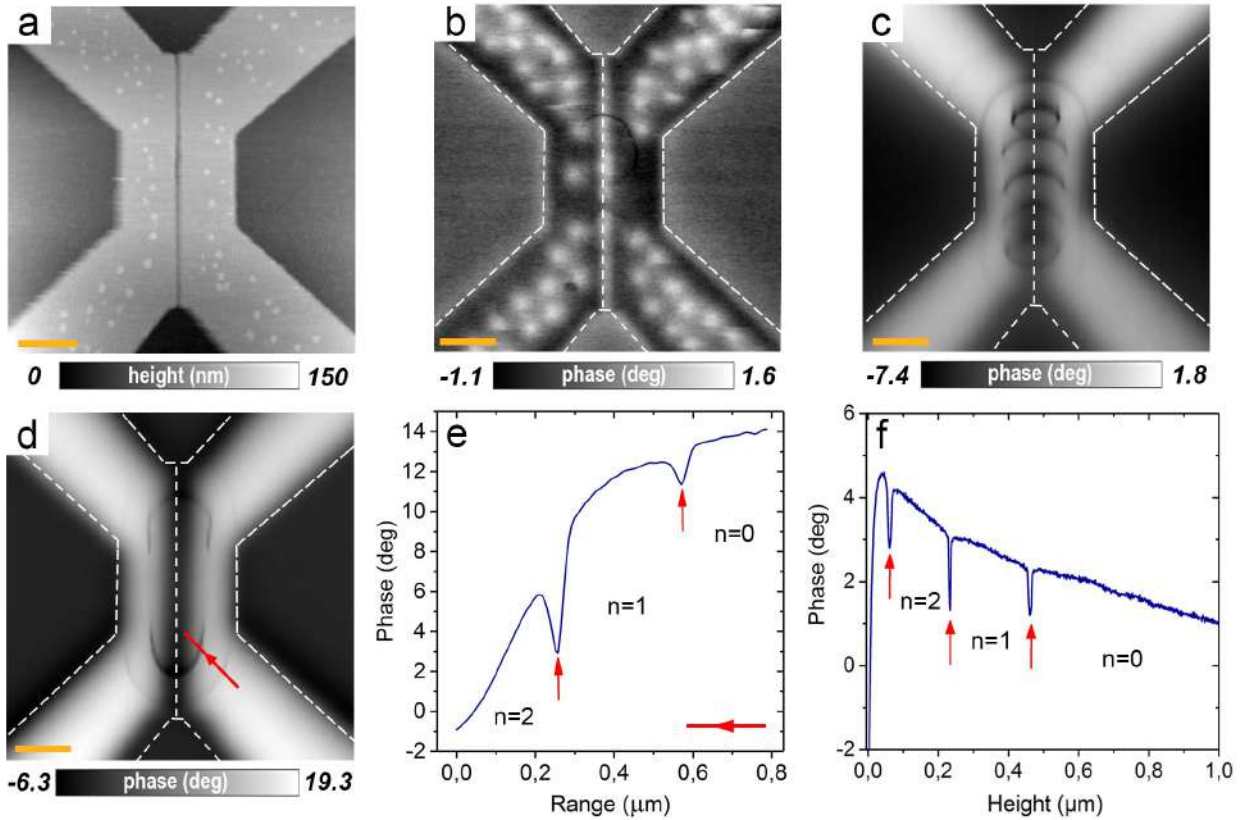


Рис. 3.2. (а) Топография образца, полученная методом АFМ. Оранжевая шкала соответствует 0,5 мкм (а – с). Фазовые карты MFM измерений: (b) скан образца, охлажденного в поле 90 Э. Маленькие круглые белые пятна - отдельные вихри Абрикосова, пиннингованные в ниобиевой пленке. (с) - Скан при прикладывании магнитного поля 90 Э, изначально охлажденного в нулевом поле. Рядом с областью соединения появляется несколько черных колец, представляющих резкие перепады фазы, возникающие при расположении кантилевера в определенных местах. (d) - Скан охлажденного в нулевом поле образца без приложенного магнитного поля. Видны несколько черных дуг, демонстрирующих влияние собственного магнитного поля иглы MFM на джозефсоновский контакт. (e) - Пространственное изменение фазового сигнала вдоль линии, показанной красной стрелкой на карте (d). Каждое падение фазы (вертикальные красные стрелки) указывает на различные джозефсоновские конфигурации с номерами вихрей  $n = 0, 1, 2$  (см. в тексте). (f) - изменение фазы в зависимости от расстояния между иглой и поверхностью образца, когда игла расположена над центром образца. Красные стрелки указывают на число вихрей  $n = 0, 1, 2$  - так же, как и в случае (e).

Наблюдаемые кольца/дуги очень необычны. Во-первых, они симметричны относительно вертикальной оси джозефсоновского контакта и почти симметричны относительно горизонтальной оси образца. Во-вторых, все кольца на MFM картах выглядят темными (в основном черного цвета), что соответствует резким изменениям фазы колебаний кантилевера, что хорошо видно на графике с поперечным сечением на рис. 3.2 (e). В-третьих, кольца/дуги, которые расположены близко к области связей связи, характеризуются большей амплитудой, чем дальние (если сравнивать минимумы, отмеченные красными стрелками на рис. 3.2 (e)). В-четвертых, радиальные сечения колец/дуг очень малы,  $\sim 5\text{--}20$  нм или даже меньше, часто ограничиваясь всего лишь одним пикселем на скане. Это значительно меньше, чем джозефсоновская  $\lambda \sim 400$  нм и лондоновская  $\lambda_{Nb} \sim 80$  нм глубины проникновения контакта - т.е. масштаба, на котором можно было ожидать проявление пространственных магнитных особенностей, как это имеет место с вихрем Абрикосова, отчетливо видимом на рис. 3.2 (b). Более того, игла MFM находится достаточно далеко от области слабой связи (на высоте 70–150 нм), чтобы были причины ожидать столь резкие колебания.

Для понимания причины этого явления, были проведены дополнительные измерения, в которых кантилевер сначала располагался над центром образца на расстоянии 1 мкм от поверхности, а затем плавно подводился к образцу. Изменение фазы от расстояния между кантиливером и контактом показано на рис. 3.2 (f). По мере приближения видна общая тенденция - постепенное увеличение фазы. Это вполне ожидаемо: взаимодействие между иглой с образцом представляет собой отталкивание, вызванное циркулирующими по контакту сверхтоками, которые в свою очередь генерируются для экранирования магнитного поля иглы вследствие эффекта Мейсснера (такое же диамагнитное отталкивание, которое заставляет магниты левитировать над сверхпроводником). При приближении кантилевера к контакту, мейсснеровские сверхтоки и результирующий градиент силы отталкивания начинают увеличиваться [140]. Возникший градиент силы вызывает сдвиг фазы осцилляций кантилевера, измеряемых на определенной фиксированной частоте (см. 3.1.3).

На рис. 3.2 (f) плавный рост сигнала фазы MFM прерывается тремя резкими падениями. Такое поведение возможно объяснить входом и выходом вихрей Джозефсона в/из контакта, которые вызваны колеблющимся кантилеве-

ром. Действительно, в экспериментах игла магнитного кантилевера находится над образцом. В ответ на это магнитное поле всегда возникают мейсснеровские сверхтоки, которые пересекают JJ. Движение джозефсоновского вихря внутри слабой связи вызывает возмущение экранирующего сверхтока, протекающего через него. В результате эффективность экранирования снижается, резонансная частота уменьшается, а диссипация из-за движения джозефсоновского вихря увеличивается, что приводит к падению фазового сигнала. Дополнительные измерения подтверждают, что наблюдаемые падения фазы действительно соответствуют и сдвигу частоты кантилевера, и диссипации. Также сразу становится очевидным, почему амплитуда минимума увеличивается тем больше, чем ближе к области JJ расположена игла (рис. 3.2 (с–е)). Здесь колебательное движение иглы очень чувствительно к тому, что происходит внутри JJ.

Теперь можно качественно понять эволюцию фазового сигнала, измеренного во время приближения иглы, рис. 3.2 (f). Когда игла находится далеко от JJ, внутри контакта нет джозефсоновских вихрей, устройство находится в состоянии  $n = 0$ . По мере приближения к контакту полная энергия этого состояния  $n = 0$  быстро увеличивается за счет как кинетической энергии экранирующих токов, так и генерируемой током магнитной энергии. Тогда можно предположить, что первое падение фазы происходит, когда возрастающая энергия состояния  $n = 0$  равна энергии состояния с одним джозефсоновским вихрем внутри устройства, то есть  $n = 1$ . Это происходит при высоте  $\sim 450$  нм. На этой высоте осциллирующее поле магнитной иглы вызывает быстрый вход/выход первого джозефсоновского вихря в/из контакта, что приводит к падению фазы. При высотах немного ниже 450 нм состояние  $n = 1$  термодинамически стабильно. Однако при дальнейшем приближении к JJ энергия этого состояния увеличивается, и новый минимум фазы можно уже наблюдать при высотах  $\sim 220$  нм. В этом положении кантилевера система колеблется между состояниями  $n = 1$  и  $n = 2$ . Переход в состояние  $n = 3$  происходит на высоте иглы  $\sim 50$  нм. То же самое происходит, когда кантилевер перемещается в параллельном плоскости контакта направлении на фиксированной высоте (рис. 3.2 (с,е)). Таким образом, фазовые перепады возникают в таких положениях кантилевера в пространстве, в которых система колеблется между двумя соседними конфигурациями джозефсоновских вихрей:  $0 \iff 1$ ,  $1 \iff 2$  и  $2 \iff 3$  на рис. 3.2 (f),  $0 \iff 1$  и

1  $\iff$  2 на рис. 3.2 (e). Следовательно, фазовые перепады ограничивают области, характеризующиеся фиксированным числом джозефсоновских вихрей,  $n = 0, 1, 2, 3, \dots$

Прямая связь между фазовыми перепадами и джозефсоновскими вихрями дополнительно подтверждается МФМ-картой контакта во внешнем магнитном поле  $H_{ext} = 90 \text{ Э}$ , рис. 3.2 (c). Помимо больших коаксиальных колец на рис. 3.2 (d) ( $H_{ext} = 0$ ) эта карта также содержит, серию маленьких колец, образующих цепочку вдоль слабой связи. Понять происхождение этих дополнительных колец несложно, поскольку в этом случае контакт уже содержит цепочку индуцированных полем джозефсоновских вихрей, даже если кантилевер МФМ отсутствует. Количество вихрей в цепочке соответствует количеству максимумов в модуляции  $I_c(H)$  за вычетом центрального, представляющего состояние Мейсснера. Изучение картины  $I_c(H)$  на рис. 3.1 позволяет предположить, что при  $90 \text{ Э}$  JJ содержит цепочку из семи джозефсоновских вихрей. Вихревая цепочка создает неоднородное распределение магнитного поля в контакте с конечным градиентом поля. При сканировании кантилевер взаимодействует с цепочкой джозефсоновских вихрей, что приводит к дополнительному сигналу. Сравнение карты нулевого поля (рис. 3.2 d) и карты  $90 \text{ Э}$  (рис. 3.2 c) предполагает, что большие концентрические кольца представляют собой джозефсоновские вихри, индуцированные исключительно полем иглы  $H_{tip}$ , тогда как маленькие кольца отражают взаимодействие иглы с вихревой цепочкой. Примечательно, что на рис. 3.2 (c) видно только пять маленьких колец вместо ожидаемых семи. Причина в том, что два вихря «выталкиваются» из контакта полем магнитного кантилевера, поскольку в этом эксперименте  $H_{ext}$  и  $H_{tip}$  были противоположно направлены. Таким образом, игла МФМ также может изменять количество джозефсоновских вихрей, изначально присутствующих в контакте. Это позволяет локально управлять глобальной реакцией устройства.

### 3.1.3. Механизм детектирования джозефсоновских вихрей с помощью МФМ

Обсудим теперь почему МФМ не только генерирует такие изменения в JJ, но также может их детектировать. В нашем случае связь между расчетной диссипацией и наблюдаемыми фазовыми сдвигами (рис. 3.2) связана с магнит-

ным взаимодействием между иглой MFM и устройством. Когда в устройстве генерируются осциллирующие экранирующие токи и джозефсоновские вихри, на кантилевер действует дополнительная осциллирующая сила  $F_z = F_0 \cos(\omega t)$  с частотой  $\omega$ , близкая к его резонансной частоте  $\omega_0$ . В случае небольших отклонений кантилевер можно моделировать с помощью затухающего гармонического осциллятора с массой  $m$  и жесткостью пружины  $k$ . Он колеблется как  $z = z_0 \cos(\omega t + \theta)$ ,  $\theta$  - фазовый сдвиг между силой и смещением кантилевера. При наличии ненулевой компоненты  $z$  градиента силы амплитуда колебаний  $z_0$  и фазовый сдвиг  $\theta$  изменяются на [112]:

$$\delta z = \left( \frac{2z_0 Q}{3\sqrt{3}k} \frac{\partial F}{\partial z} \right), \delta \theta \sim \frac{Q}{k} \frac{\partial F}{\partial z}, \quad (3.4)$$

где  $Q = \frac{kz_0^2\omega_0}{2P_{dis}}$  - добротность кантилевера,  $P_{dis}$  - рассеиваемая мощность. Для типичного кантилевера MFM, используемого в этой работе,  $k = 2,8 \text{ Нм}^{-1}$ ,  $z_0 = 20 \text{ нм}$ ,  $\omega_0/2\pi = 100 \text{ кГц}$ ,  $Q \sim 4000$  (см. рис. 3.3 (с)), это дает  $P_{dis} \sim 8.8 \cdot 10^{-14}$ . Отсюда можно получить, что падение фазы на  $\delta\theta \sim 2$  град (типичное значение в наших экспериментах, рис. 3.2) соответствует изменению амплитуды колебаний на  $\delta z = 2z_0\delta\theta/(3\sqrt{3}) \sim 0.3 \text{ нм}$  (1.5%). Следовательно, рассеиваемая мощность  $P_{dis}$  изменяется на  $\delta P_{dis} = P_{dis}2\delta z/z_0 = P_{dis}4\delta\theta/(3\sqrt{3}) \sim 2.6 \cdot 10^{-15} \text{ Вт}$  с линейной связью между изменениями рассеяния и фазовых сдвигов. Это число согласуется с экспериментально полученным результатом в эксперименте рис. 3.3.

На рис. 3.3 (а, б) карта частот и карта напряжения возбуждения были измерены с помощью схемы фазовой автоподстройки частоты (PLL) с использованием режима управления амплитудой MFM. В этом режиме амплитуда колебаний кантилевера  $z_0$  поддерживается постоянной, регулируя напряжение возбуждения кантилевера  $A_{exc}$ ; последняя связана с амплитудой колебаний кантилевера как  $A_{exc} = z_0/Q$ . По вариации  $\delta A_{exc}$  можно оценить изменение добротности системы  $\delta Q = -Q\delta A_{exc}/A_{exc}$ , а затем оценить изменение мощности рассеяния  $\delta P_{dis}$  следующим образом. Полная рассеиваемая мощность в кантилевере  $P_{dis} = \frac{kz_0^2\omega_0}{2Q}$ . Следовательно, изменение мощности рассеяния равно  $\delta P_{dis} = -\delta Q \frac{kz_0^2\omega_0}{2Q} = -P_{dis}\delta Q/Q = P_{dis}\delta A_{exc}/A_{exc}$ . Отсюда получаем, что MFM имеет возможность детектировать низкодиссипативные явления в джозефсо-

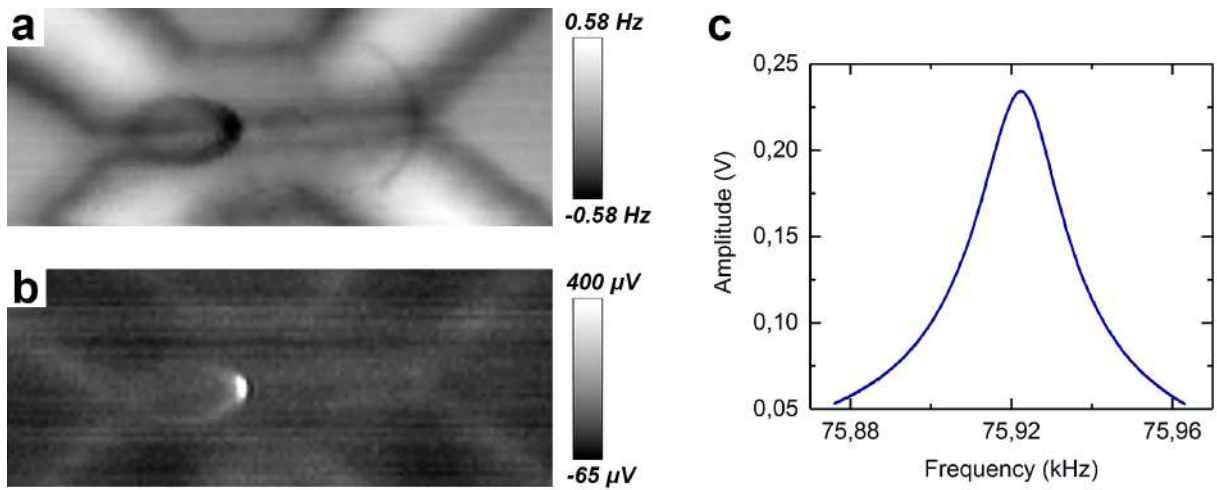


Рис. 3.3. MFM-карты изменения частоты (a) и изменения напряжения возбуждения (b). Эти изображения были измерены с помощью системы фазовой автоподстройки частоты с постоянной амплитудой. (c) - Резонансная кривая колебаний кантилевера.

новском контакте и именно такая чувствительность дает возможность детектировать джозефсоновские вихри.

## 3.2. Наблюдение взаимодействующей цепочки вихрей Джозефсона

В этом разделе описан способ применения MFM для исследования пространственного распределения и взаимодействия джозефсоновских вихрей в РJJ. Для этого измерялась пространственная модуляция магнитного сигнала, видимого как цепочка маленьких колец в MFM. При изменении магнитного поля наблюдалось, что количество колец равно количеству квантов потока в JJ. Следовательно, каждое кольцо представляет собой отдельный JV в вихревой цепочке. Визуализация JV становится возможной благодаря геометрическому ограничению упругой цепочки JV, вызванное пиннигом на границах [141], которое, вместе со взаимным отталкиванием JV, делает цепочку JV достаточно жесткой во время сканирования MFM. Проведенное исследование показывает, что MFM можно использовать как для прямой визуализации конфигураций JV, так и для исследования их взаимодействия.



### 3.2.1. Результаты MFM исследований

На рис. 3.4 (а) показано изображение исследуемого PJJ Nb/Cu/Nb, полученное методом атомно-силовой микроскопии (AFM).

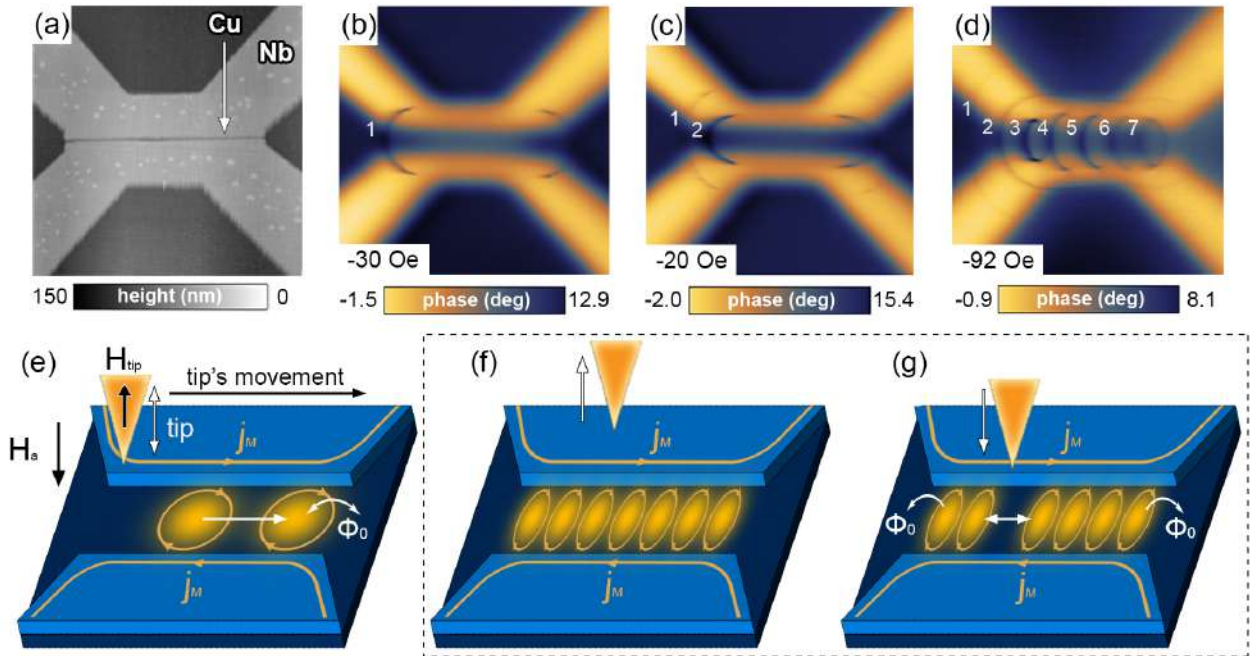


Рис. 3.4. Наблюдение динамических сигнатур джозефсоновских вихрей с помощью MFM. (а) - Изображение топографии планарного контакта Nb/Cu/Nb. (b-d) - Карты изменения фазы кантилевера MFM при различных приложенных магнитных полях, направленных перпендикулярно относительно плоскости контакта. Площадь сканирования  $4.3 \times 4.3$  мкм<sup>2</sup>. Специфические отклики MFM, связанные с джозефсоновскими вихрями, появляются в виде дуг и колец на фазовых картах. Их количество (указано на сканах) увеличивается с увеличением поля. В сильном поле (d) кольца образуют периодическую цепочку, отражающую статическое распределение JV в контакте. (e-g) - Эскизы динамики джозефсоновского вихря, индуцированного иглой в контакте для соответствующих случаев, показанных на (c) и (d), для отведенного кантилевера (f) и когда кантилевер находится близко к контакту (g).  $H_{tip}$  соответствует собственному магнитному полю кантилевера.  $j_M$  демонстрирует экранирование мейсснеровских токов, индуцированных в сверхпроводящих контактах ниобия Nb.

Рисунки 3.4 (b-d) представляют MFM карты JJ при различных приложенных магнитных полях, (b)  $H_a = -30$  Э, (c)  $-20$  Э и (d)  $-92$  Э. Игла MFM создает положительное магнитное поле на JJ эквивалентное значению  $H_{Tip} \simeq +34$  Э. Следовательно, эффективные поля  $H^* = H_a + H_{Tip}$  равны (b)  $H^* \simeq 4$  Э, (c)  $14$  Э и (d)  $-58$  Э. Видно, что при малых  $H^*$  (b) внутренняя часть JJ «пуста», т.е. не проявляет значимого магнитного отклика. Однако на обоих краях PJJ появляется темная дуга. Это соответствует уменьшению фазы колебаний кантилевера,

указывающему на демпфирование иглы. Как описано в предыдущей главе, затухание вызвано периодическим входом/выходом одиночного  $JV$  в колеблющемся поле кантилевера, как показано на рис. 3.4 (е). С увеличением  $|H^*|$  количество дуг увеличивается (с), и при высоких полях они образуют периодическую цепочку колец внутри JJ (d).

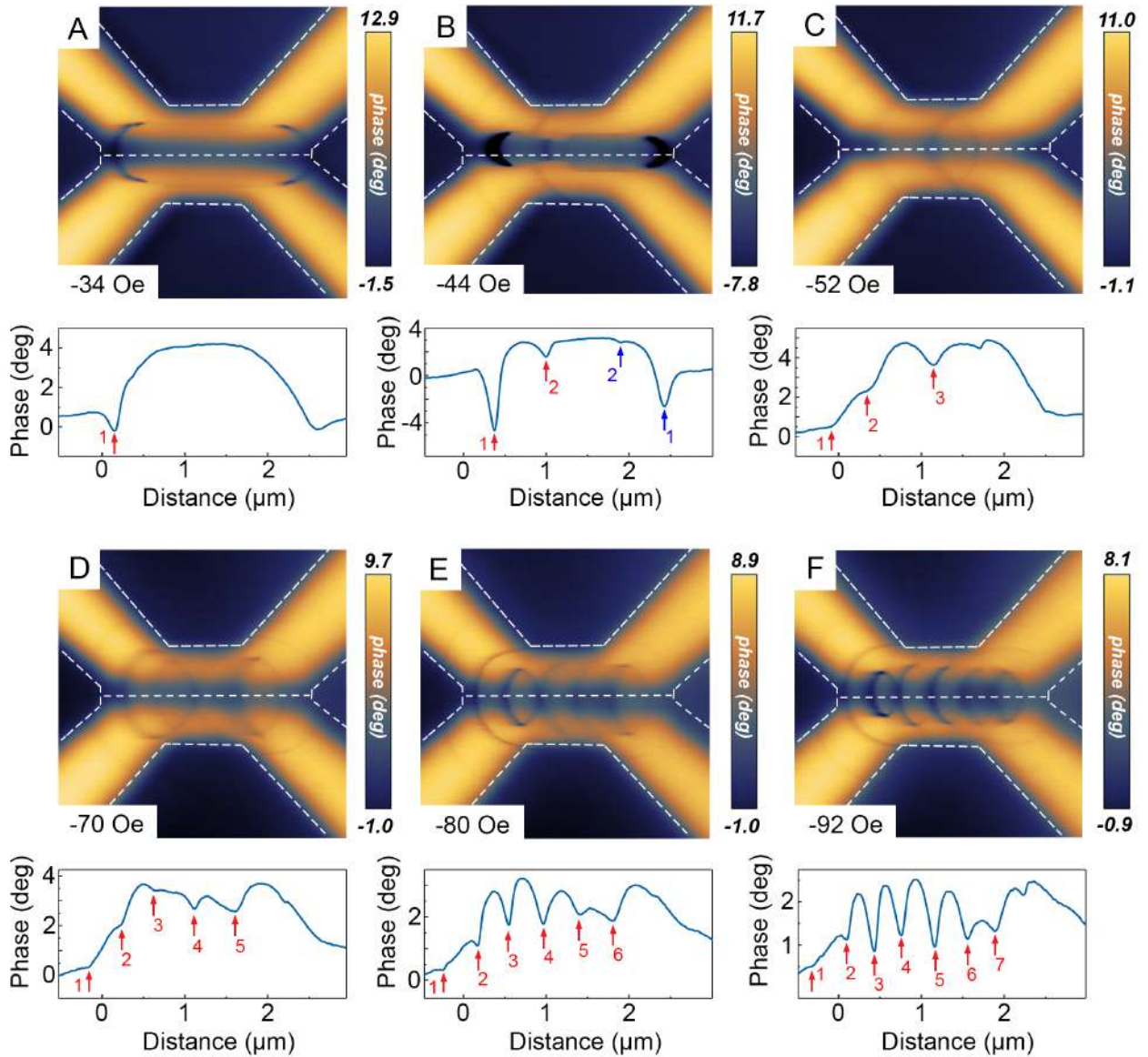


Рис. 3.5. Зависимость отклика MFM в разных магнитных полях. (a) - (f) MFM-изображения при различных значениях приложенного магнитного поля  $H_a$ : (a)  $-34$  Э, (b)  $-44$  Э, (c)  $-52$  Э, (d)  $-70$  Э, (e)  $-80$  Э и (e)  $-92$  Э. В верхней части каждой панели представлены фазовые карты MFM с площадью сканирования  $4.3 \times 4.3$   $\mu\text{m}^2$ . Нижние части представляют собой линейные сканы (срезы) по линии контакта. Видно, что количество дуг / колец увеличивается с ростом  $H_a$ . Стрелки и числа поясняют порядок подсчета колец.

На рис. 3.5 более подробно показана эволюция изображений MFM при изменении приложенного внешнего магнитного поля: (a)  $-34$ , (b)  $-44$ , (c)  $-52$ ,

(d)  $-70$ , (e)  $-80$  и (f)  $-92$  Э. На каждой панели верхняя часть представляет двумерную фазовую карту MFM, а нижняя часть - линейное сканирование вдоль слабой связи (щели) контакта. С учетом смещения  $H_{Tip} \simeq 34$  Э эффективные поля  $H^*$  равны: (a) 0, (b)  $-10$ , (c)  $-18$ , (d)  $-36$ , (e)  $-46$ , и (e)  $-58$  Э. На этих сканах можно увидеть последовательную эволюцию фазовых изображений от  $H^*$ . Процесс начинается с того, что появляются дополнительные широкие темные дуги (b). Затем появляются сложные узоры с очень узкими дугами (c) и (d), и, наконец, в контакте (e) и (f) устанавливается периодическая цепочка маленьких колец. Такую эволюцию можно количественно оценить из анализа линейных срезов вдоль щели (нижние части). Дуги/кольца соответствуют падению фазы в сигнале MFM. Постепенное увеличение фазы внутри JJ при каждом сканировании отражает отталкивающий диамагнитный отклик из-за частичного экранирования в JJ.

На рис. 3.6 показано, что количество дуг/колец в контакте коррелирует количеством JV. Черные точки на графике обозначают количество полных колец с левыми и правыми дугами. Как поясняется на линейной развертке рис. 3.5, подсчитываются только левые дуги каждого кольца (с симметричными левыми и правыми дугами). Можно заметить, что количество колец меняется скачком с шагом поля  $\sim 9.5$  Э. Наименьшее количество колец равно 1 (см. рис. 3.5 (a)), поскольку поле иглы MFM достаточно велико, чтобы создать как минимум один квант потока  $\Phi_0$  в JJ. При этом одно кольцо существует в диапазоне полей  $-44 < H < -24$  Э, что примерно вдвое превышает размер шага поля. При  $H > -24$  Э количество колец начинает увеличиваться. Это означает, что интервал полей  $-44 < H < -24$  Э соответствует мейсснеровскому состоянию JJ с  $\Phi_0 \simeq 0$ . Из этого можно определить поле иглы кантилевера, составляющее примерно 34 Э.

На рисунке 3.6 красные точки и сплошные линии показывают расчетное абсолютное число квантов магнитного потока в контакте, которое соответствуют равновесному количеству JV при данном эффективном магнитном поле. Это количество рассчитывается по формуле  $\Phi/\Phi_0 = H^*/\Delta H$ , где  $H \simeq 10$  Э - поле квантования потока, извлеченное из периодичности модуляции критического тока в зависимости от магнитного поля  $I_c(H)$ , показанной на вставке к рис. 3.6. Стоит отметить, что  $I_c(H)$  измерялась с далеко отведенным кантилевером, по-

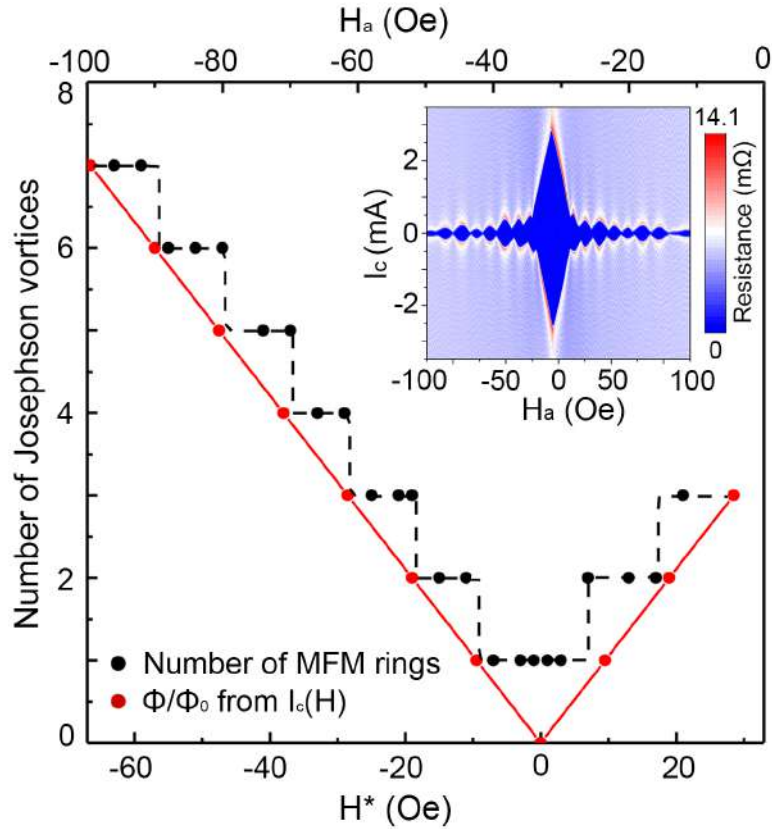


Рис. 3.6. Анализ корреляции между количеством откликов MFM и количеством джозефсоновских вихрей (квантов потока) в контакте в зависимости от магнитного поля. Черные точки представляют количество колец (левые дуги) на картах MFM как функцию эффективного поля  $H^*$  (нижняя ось смещена полем кантилевера  $H_{Tip} = 34$  Э). Приложенное поле  $H_a$  указано на верхней оси. Красные символы и линии представляют собой расчетное количество квантов потока в контакте, полученное из периодичности диаграммы  $I_c(H)$ . На вставке показана соответствующая картина  $I_c(H)$  фраунгоферского типа контакта с без кантилевера MFM.

этому зависимость не смещена по полю. Сравнение черных и красных символов показывает, что число колец действительно коррелирует с количеством JV. Таким образом, каждое кольцо представляет отдельное состояние в контакте. Более того, пространственное распределение колец, наблюдаемое на рис. 3.5 (e) и (f), соответствует ожидаемому пространственному распределению JV в одномерной вихревой цепочке. Следовательно, метод MFM может быть использован для анализа отдельных JV, их структуры и пространственного распределения.

### 3.2.2. Обсуждение полученных результатов

Взаимодействие кантилевера и джозефсоновских вихрей вызывает наблюдаемый отклик MFM. Создаваемое кантилевером локальное магнитное поле осциллирует [62], вызывая вход/выход JV в точках между  $n - 1$  и  $n$  вихревыми состояниями (детали описаны в предыдущем разделе). Эти точки возникают при целых кратных значениях кванта магнитного потока в JJ  $\Phi = n\Phi_0$  и соответствуют минимумам зависимости  $I_c(H) \simeq 0$ , а также очень малой энергии входа вихря. Вызванный иглой периодический вход/выход JV приводит к локальному возмущению экранирующих мейснеровских токов, что приводит к гашению колебаний иглы [142]. Это приводит к резкому смещению фазы осцилляций иглы, что отображается темными дугами на фазовых изображениях MFM. В связи с тем, что JV может заходить только через край JJ при  $\Phi \sim 0$ , то и взаимодействие с магнитным полем иглы приводит к появлению единственной дуги на краю, см. рис. 3.4 (b). При этом внутреннее пространство JJ остается в мейснеровском состоянии. Экранирование мейснеровскими токами в электродах ( $j_M$  на рис. 3.4 (e-g)) вызывает диамагнитное отталкивание иглы, показанное более светлыми областями на рис. 3.4 (b). По мере увеличения магнитного поля JV могут проникать в JJ с  $N_{JV} \simeq \Phi/\Phi_0$ .

Джозефсоновский вихрь подвергается действию нескольких сил: JV генерируются внешним магнитным полем в контакте, отталкиваются друг от друга и притягиваются к краям за счет взаимодействия с вихрями изображения [143], что приводит к пиннингу на краях. Эта комбинация сил формирует упругую вихревую цепочку, ограниченную краями контакта, и магнитную индукцию  $B(x)$  вдоль цепи, которая модулируется с максимумами в центрах вихрей [141]. Это создает градиент магнитного поля  $\partial B/\partial x$ , который дополнительно воздействует на кантилевер MFM. Если бы цепочка JV была жесткой, то сканирование MFM дало бы прямое изображение градиента вихревого поля, однако цепь JV мягкая, эластичная, и по краям только слабо пиннигована. При сканировании осциллирующий кантилевер MFM периодически деформирует цепочку вихрей, растягивая и сжимая ее, что может привести к выталкиванию наиболее удаленного JV из через край контакта. Периодичность цепочки восстанавливается при отводе кантилевера далеко от контакта. Соответствующий вход/выход дальнего JV вызывает дополнительные потери потока, из-за чего происходит затухание

колебаний иглы MFM, аналогично генерации JV в контакте магнитным полем кантилевера в отсутствие цепочки JV. Однако важным отличием между цепочкой JV и индивидуальным JV состоит в том, что сила, оказываемая цепочкой на иглу, зависит от градиента поля  $\partial B_z/\partial x$ , вызванного вихревой цепочкой внутри контакта. Таким образом, внутренняя структура цепочки JV может отражаться в отклике MFM.

Поскольку радиус острия иглы MFM  $r \sim 30$  нм намного меньше размера JV  $2\lambda_J$ , сила взаимодействия кантилевера и вихря является точечной. Его можно записать как  $F = -m_z \partial B_z/\partial x$ , где  $m_z$  - дипольный момент иглы, а  $B_z(x)$  - поле JV на острие. Каждый вихрь создает пик  $B_z(x)$  с двумя наклонами с обеих сторон, на котором сила взаимодействия кантилевер-вихрь достигает максимума. Из-за противоположных знаков  $\partial B_z/\partial x$  в этих точках игла толкает JV либо к одному краю, либо к другому. Взаимное отталкивание между JV вызывает смещение других JV в цепочке в том же направлении. Следовательно, каждый JV создает две, как правило, непохожие реплики в динамическом ответе MFM (левая и правая дуги). Они соответствуют проталкиванию цепочки JV к одному из двух краев контакта, что в конечном итоге приводит к выходу/движению самого удаленного JV. Асимметрия положения кантилевера по отношению к двум краям является основной причиной различия левой и правой дуг. Например, на рис. 3.4 (f,g) отображена ситуация, когда кантилевер помещается ближе к левому краю JJ. В этом случае деформации  $\partial x/x$  сегментов цепи JV слева и справа от вершины различаются просто из-за разной длины сегментов. Следовательно, упругие силы, выталкивающие крайние JV на левом и правом краях (пропорциональные деформации), также различны, что приводит к разным динамическим ответам. Лево-правая асимметрия параметров контакта (неоднородность) также будет способствовать различию вместе с асимметрией поля иглы и формы. Скорее всего, все эти факторы способствуют наблюдаемой асимметрии между левой и правой дугами, а также левым и правым краями JJ в эксперименте (рис. 3.5).

В заключении в этом разделе была пронаблюдена периодическая цепочка дуг на фазовых изображениях MFM планарного джозефсоновского контакта. Продемонстрировано, что количество дуг коррелирует с числом джозефсоновских вихрей в контакте, а их периодичность согласуется с ожидаемым распре-

делением JV как одномерной цепочки вихрей в JJ, образованного за счет взаимного отталкивания вихрей. Таким образом, сделать вывод, что метод MFM может раскрыть информацию о пространственной конфигурации джозефсоновских вихрей и их взаимном взаимодействии. Это открывает возможность для прямой визуализации, манипулирования и управления джозефсоновскими вихрями, что может быть полезным для разработки и проверки электронных устройств на основе джозефсоновских контактов.

### 3.3. Локальное влияние на глобальный отклик джозефсоновского контакта

Также было изучено влияние магнитного кантилевера на магнито-транспортные свойства устройства. Для этого был проведен эксперимент, в котором кантилевер располагался над нижним краем джозефсоновского контакта, и были выполнены измерения (как описано ранее, см. рис. 3.1 (b)) с одновременным регистрированием фазового сигнала, что представлено на рис. 3.7 (a - c). Первый эффект, который был обнаружен - это сильная асимметрия зависимости  $I_c(H)$  (по сравнению с тем, который был измерен без присутствия магнитного кантилевера, рис. 3.1 (b)): максимальный критический ток получается при приложении внешнего поля примерно  $-40$  Э. Чтобы понять эффект, стоит напомнить, что полное магнитное поле  $H_{total}(r)$  в месте расположения  $r$  устройства является суммой приложенного извне поля  $H_{ext}$  и пространственно неоднородного поля рассеяния иглы MFM  $H_{tip}(r)$ . Кроме того, максимальный критический ток должен соответствовать  $H_{total} \simeq 0$ , то есть  $H_{ext} \simeq -H_{tip}$ . Это означает, что острие иглы, находящееся на расстоянии  $70$  нм от устройства, создает на контакте среднее поле  $\sim 40$  Э. Второй эффект - это значительно более слабый контраст и искажение в зависимости критического тока от внешнего магнитного поля по сравнению со стандартной зависимостью, показанной на рис. 3.1 (b). Это может происходить из-за пространственной неоднородности  $H_{tip}$ . Третий эффект - это асимметрия критического тока относительно направления транспортного тока. Асимметрия может быть связана с неоднородным распределением полной плотности тока, которая является суммой транспортных, мейсснеровских и джозефсоновских токов.

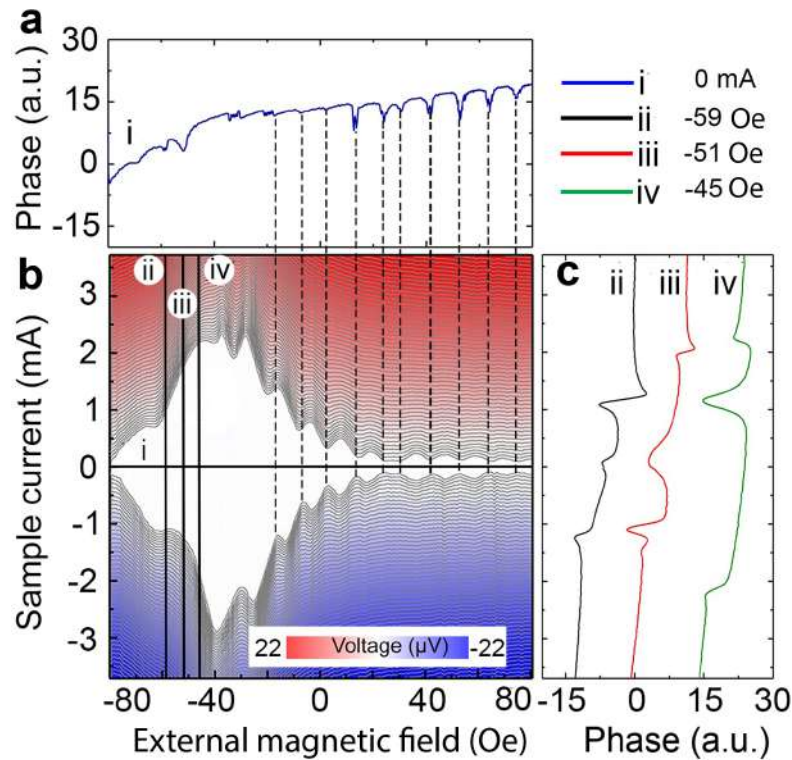


Рис. 3.7. Электронные свойства джозефсоновского контакта, когда кантилевер MFM находится над нижним краем контакта на высоте 70 нм. (b) - График в цвете: падение напряжения на контакте, измеренное как функция от приложенного тока и внешнего магнитного поля. Красный (синий) цвет: положительное (отрицательное) падение напряжения; белый: нулевое падение напряжения (сверхпроводящая область). (a) - Сдвиг фазы колебаний кантилевера при нулевом токе, соответствующий поперечному сечению (i) зависимости Фраунгофера. Вертикальные пунктирные линии показывают корреляцию между фазой и критическим током. (c) - Фаза колебаний кантилевера в зависимости от приложенного тока, измеренного в магнитных полях -59 Э (черная кривая), -51,4 Э (красная кривая) и -45,6 Э (зеленая кривая). Кривые соответствуют сечениям (ii), (iii) и (iv) на графике зависимости (b). Положения минимумов фазы коррелируют с критическим током.

Далее, измеренное при нулевом токе изменение фазы как функции приложенного магнитного поля, представлено на рис. 3.7 (a). Понятно, что перепады фазы совпадают с колебаниями  $I_c(H)$ , что подтверждает общий сценарий эффекта, предложенный выше. Следует отметить, что при нулевом токе электронно-транспортные измерения на постоянном токе не дают информации о состоянии контакта, в то время как фаза колебаний иглы дает.

Наконец, была измерена зависимость фазы колебаний от транспортного тока при трех различных магнитных полях (рис. 3.7 (c)). Хотя падение основной фазы предсказуемо происходит вблизи положительного и отрицательного



значений критического тока, при более низких значениях тока наблюдаются дополнительные особенности, вероятно, отражающие локальные перестройки джозефсоновского вихря внутри контакта при фиксированном  $n$ . Ясно, что фазовый сигнал содержит более обширную информацию о JJ по сравнению с обычным транспортом постоянного тока.

### 3.3.1. Управление динамикой джозефсоновских вихрей с помощью тока

Следующий эксперимент заключается в исследовании динамики джозефсоновских вихрей в контакте при пропускании тока вдоль одного сверхпроводящего электрода. При этом кантилевер располагается над одним из краев JJ. Проведенный эксперимент (на рисунке 3.8) демонстрирует взаимозаменяемость  $H_{ext} \leftrightarrow I_{along}$  в контроле JJ. На рис. 3.8 (a, b) показаны фазовые карты колебаний магнитного кантилевера, полученные при разных токах  $I_{along}$  и полях  $H_{ext}$ . Они выявляют фазовые падения, соответствующие переходам JV с почти линейной зависимостью  $H_{ext}(I_{along})$ ,  $H_{ext}[\text{Э}] \simeq -5I_{along}[\text{мА}]$ . Тем самым, изменяя  $I_{along}$ , можно получить любое состояние JV в контакте даже без внешнего магнитного поля рис. 3.8 (c). Сравнение токов прямой (a) и обратной (b) развертки показывает, что наблюдаемые при развертках  $H_{ext}$  эффекты гистерезиса, обусловленные потенциальным барьером для входа JV, обсуждаемым в работе [144].

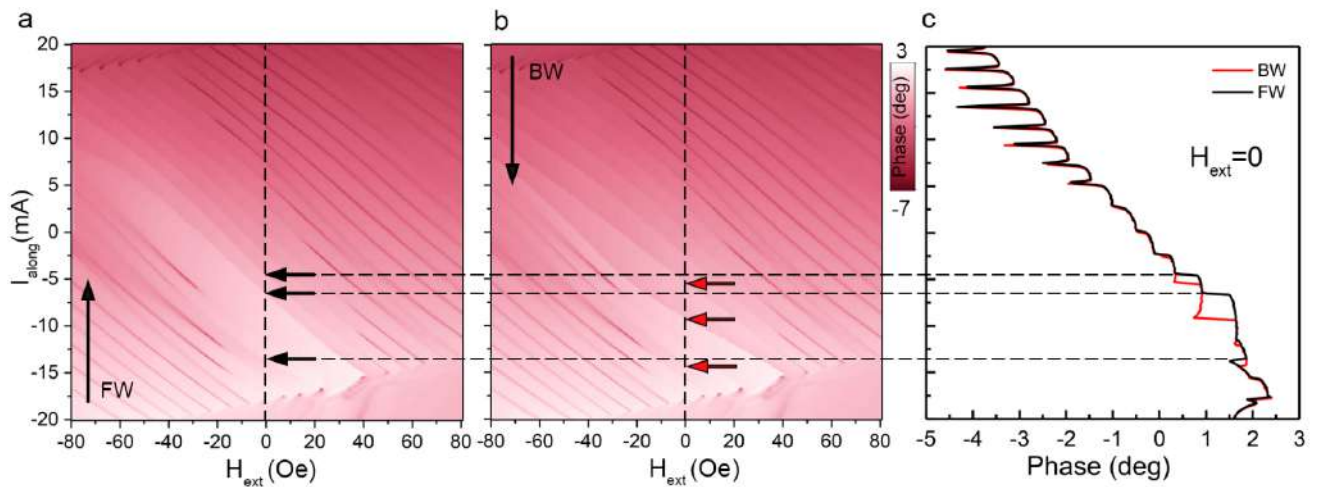


Рис. 3.8. (a, b) Фаза колебаний иглы MFM, обозначенная цветом фаза в зависимости от магнитного поля  $H_{ext}$  и тока  $I_{along}$  для прямой (a) и обратной (b) развертки  $I_{along}$ . (c) Фазовые ( $I_{along}, H_{ext} = 0$ ) профили карт в частях a и b [144].

### 3.4. Заключение

В заключение был продемонстрирован способ удаленной генерации, обнаружения и манипулирования джозефсоновскими вихрями внутри планарных джозефсоновских контактов с помощью низкотемпературного MFM. Основным результатом данной главы является наблюдение особого отклика иглы MFM, что приводит к кольцам/дугам на картах MFM из-за резких падений фазы колебаний кантилевера. Эти особенности идентифицируются как границы между соседними джозефсоновскими состояниями, характеризующимися разным числом джозефсоновских вихрей внутри контакта. Таким образом, игла MFM может генерировать и детектировать движение джозефсоновских вихрей в контакте без необходимости использования транспортного тока или внешнего магнитного поля и, следовательно, может использоваться в качестве локального датчика динамики джозефсоновских вихрей. Прикладывание внешнего магнитного поля генерирует большее количество квантов магнитного потока в области слабой связи, образуя цепочку джозефсоновских вихрей. Сравнение количества дуг/колец на измерениях MFM с периодом зависимости  $I_c(H)$  показано, что дуги/кольца напрямую свидетельствуют о количестве вихрей в контакте, которые в свою очередь взаимодействуют друг с другом. С помощью совмещенного метода магнитно-силовой микроскопии и электронно-транспортных измерений показана возможность исследования динамики джозефсоновских вихрей в SNS контакте в бездиссипативном режиме. Продемонстрирована взаимозаменяемость внешнего магнитного поля и магнитного поля тока, пропускаемого через электрод устройства.

## Глава 4

## Магнитно-силовая микроскопия для диагностики сложных сверхпроводящих цепей на примере dc-СКВИДа

Возможность управления джозефсоновскими вихрями и состояниями флаксонов всегда была привлекательной областью исследований, поскольку являются важным аспектом сверхпроводящей электроники и устройств для квантовых вычислений. В этой главе полученные знания и разработанные методы для исследования одиночного джозефсоновского контакта (из предыдущих исследований) применяются к более сложной системе. При сканировании с помощью магнитно-силовой микроскопии (MFM), наблюдается магнитный отклик от вихрей Абрикосова (AV), джозефсоновских вихрей (JV) в джозефсоновских контактах и флаксонов в кольце dc-СКВИДа. Демонстрируется возможность MFM для обнаружения и управления JV и флаксонами ниже критического тока в сложных сверхпроводящих системах на примере dc-СКВИДа.

Совместная магнитно-силовая микроскопия и электронно-транспортные измерения позволяют генерировать JV постоянным током и одновременно анализировать динамику квантов потока в системе при различных внешних условиях. Измеряя зависимость частоты кантилевера от внешнего магнитного поля и от величины тока вдоль одного из контактов, демонстрируется своеобразное поведение квантов потока в образце и возможность обнаружения дефектов в сверхпроводящих устройствах. Полученные результаты показывают динамический процесс перехода  $2\pi$  фазовых особенностей из JV во флаксон и обратно. Также демонстрируется, что метод магнитно-силовой микроскопии может различать разницу в критических токах между несколькими параллельно соединенными джозефсоновскими контактами в сложных сверхпроводящих цепях без необходимости прямых транспортных измерений. Таким образом сочетание MFM и электронно-транспортных измерений может стать отличным инструментом для исследования и диагностики сверхпроводящих электронных устройств.

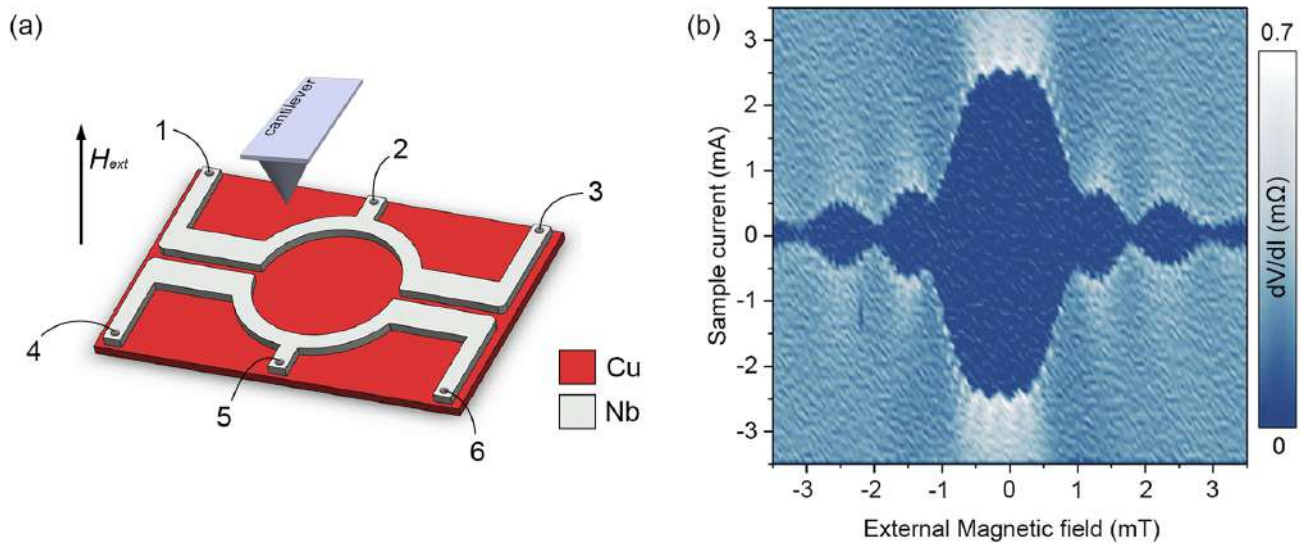


Рис. 4.1. (a) - Схема СКВИДа с двумя джозефсоновскими SNS контактами. Красный цвет соответствует меди Cu, а светло-серый — ниобию Nb. Все шесть контактов были подключены для транспортных измерений; (b) - характеристика образца  $I_c(\mu_0 H)$  при  $T = 4,2$  К.

#### 4.1. Исследование динамики флаксонов и джозефсоновских вихрей в dc-СКВИДе методами МГМ и электрон-транспортных измерений

На рис. 4.1 (a) показана схема исследуемого dc-СКВИДа, состоящего из сверхпроводящего кольца из ниобия (Nb) с внутренним радиусом  $R_{in} = 2$  мкм и внешним радиусом  $R_{out} = 2,5$  мкм и два JJ типа SNS из бислоя Nb/Cu/Nb. Каждый контакт имеет длину  $L \simeq 2,5$  мкм с шириной медного зазора  $t_N = 150$  нм и толщиной  $d_N = 50$  нм. Ширина каждого Nb электрода в местах соединения  $W_{S1} \simeq W_{S2} \simeq 1$  мкм, толщина Nb электродов  $d_S = 100$  нм. Подробности изготовления образцов приведены в главе 2 в экспериментальных методиках.

На рис. 4.1 (b) представлена зависимость основных транспортных характеристик СКВИДа от приложенного магнитного поля при температуре 4,2 К с далеко отведенным кантилевером, чтобы исключить его влияние на образец. При этой температуре JJ остаются в состоянии длинного контакта с  $\lambda_J \simeq 350$  нм [46]. Измерения электронного транспорта проводились по стандартной четырехконтактной методике с использованием контактов 2-5 для измерения тока и 1-4 для измерения напряжения (см. рис. 4.1 (a)) при далеко отведен-

ном кантилере. Критическая температура сверхпроводящего перехода в отсутствие приложенного поля составила 8.4 К. Можно заметить, что период колебаний СКВИДа составляет  $\sim 0,12$  мТ, что хорошо согласуется с простой оценкой  $\mu_0 H_{SQUID} \simeq \mu_0 \frac{\Phi_0}{\pi((R_{in}+R_{out})/2)^2} \simeq 0,125$  мТ, где  $\Phi_0$  — квант потока,  $R_{in}$  и  $R_{out}$  — внутренний и внешний радиусы СКВИДа соответственно. Большой период осцилляций относится к одному JJ и равен  $\mu_0 H_{JJ} \sim 1.1$  мТ. Далее магнитный кантилевер МФМ был подведен к образцу для исследований его свойств при различных значениях внешнего магнитного поля  $H_{ext}$  и тока смещения  $I$ , протекающем через контакты 1-2.

На рис. 4.2 (a-d) показаны МФМ-измерения образца при нулевом токе  $I = 0$  мА и при различных значениях внешнего магнитного поля. Как видно, на всех сканах ниобиевые электроды остаются в мейсснеровском состоянии, что создает отталкивание кантилевера и положительный сдвиг частоты колебаний иглы (светлые области на сканах). Кроме того, на обоих джозефсоновских контактах можно заметить черные дуги, каждая из которых представляет собой бифуркационный вход/выход вихря Джозефсона в/из JJ. Как было описано в предыдущей главе, это происходит следующим образом: когда кантилевер МФМ находится достаточно близко к JJ, его магнитного поля достаточно, чтобы создать или вытолкнуть несколько JV в контакт. Однако, когда вихрь входит/выходит из контакта, он нарушает протекание мейсснеровских токов, что в конечном итоге приводит к внезапным падениям частоты зонда из-за снижения эффективности экранирования. Такие падения частоты кантилевера видны как дуги на МФМ-сканах [46, 134], как это было описано в предшествующей главе.

Тогда при  $B_{ext} = -2$  мТл (рис. 4.2 (a)) происходит частичная компенсация магнитного поля кантилевера, благодаря чему наблюдается только одна пара дуг для каждого JJ. При нулевом поле 0 мТл (рис. 4.2 (b)) мы уже видим несколько пар дуг. При этом в самом кольце видимого потока нет, хотя поле, необходимое только для входа одного кванта потока, почти в 10 раз меньше, чем для JJ. Это можно объяснить значительно большей индуктивностью кольца СКВИДа по сравнению с JJ. Как результат, начальное поле, необходимое для входа потока в кольцо, в несколько раз выше, чем для контактов. Далее, во внешнем магнитном поле  $B_{ext} = 4$  мТл (рис. 4.2 (c)) поток уже вошел и в сам СКВИД, что наблюдается как концентрические кольца в центре СКВИДа в

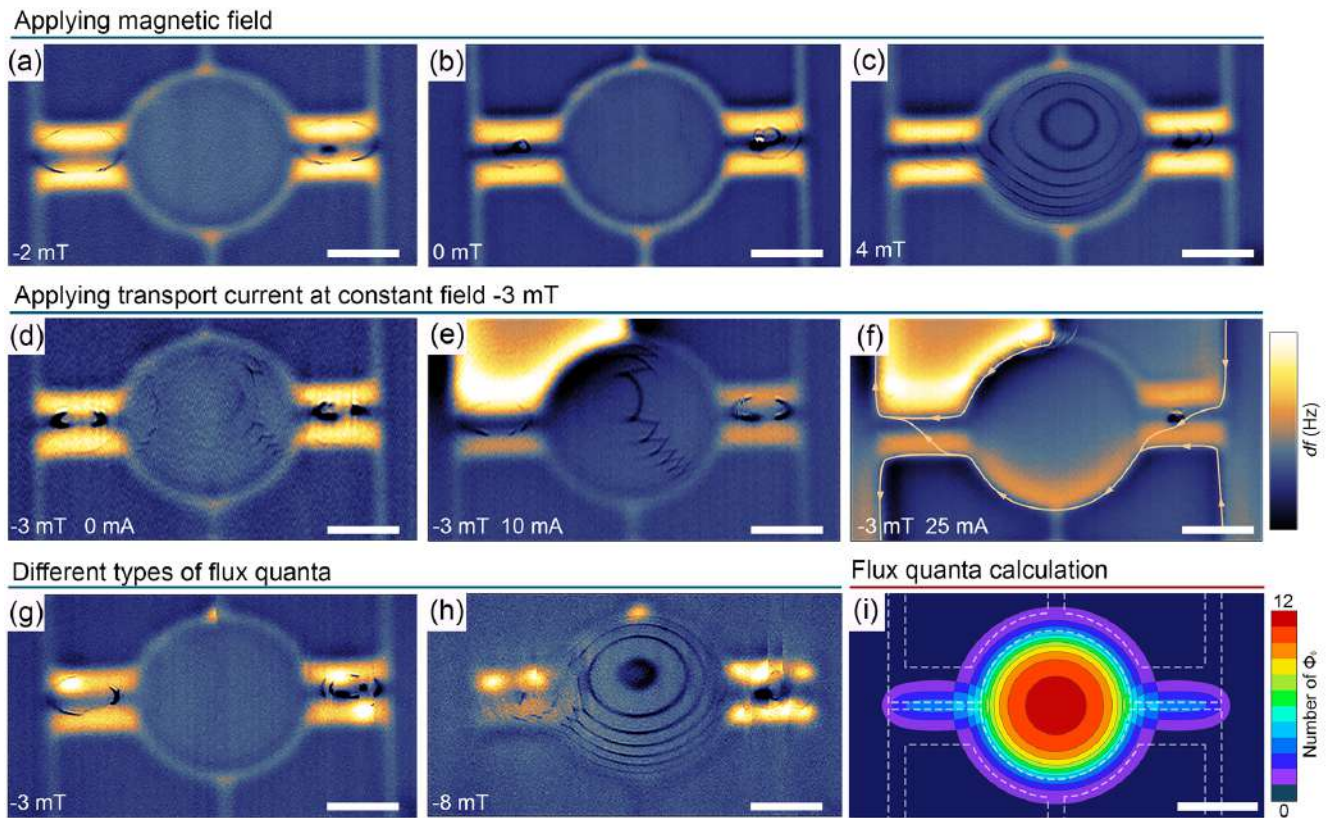


Рис. 4.2. MFM-сканы образца  $6,5 \times 12 \text{ мкм}^2$  при  $T = 4,2 \text{ К}$  при различных значениях внешнего магнитного поля при нулевом транспортном токе (a-d):  $-2 \text{ мТл}$  (a),  $0 \text{ мТл}$  (b),  $4 \text{ мТл}$  (c) и  $-3 \text{ мТл}$  (d). (d-f) - карты MFM при значении магнитного поля  $-3 \text{ мТл}$  с разным током через контакты 1-2:  $I = 0 \text{ мА}$  (d),  $I = 5 \text{ мА}$  (e),  $I = 25 \text{ мА}$  (f). (g, h) - MFM-сканы с вихрями Абрикосова, присутствующими при  $-3 \text{ мТл}$  (g) и  $-8 \text{ мТл}$  (h), демонстрируют обнаружение трех разных типов квантов потока в одном и том же устройстве: вихри Абрикосова,  $JV$  и флаксоны в СКВИДе. Расстояние по вертикали между зондом MFM и медной подложкой составляет  $175 \text{ нм}$ . (i) - Расчетное распределение магнитного потока над образцом при сканировании при  $H_{ext} = 0 \text{ мТл}$ . Белый пунктирный контур отображает геометрию образца. Масштабная шкала на всех изображениях соответствует  $2 \text{ мкм}$ .

дополнение к дугам в PJJ. Более того, дуги в PJJ только односторонние, так как не имеют пар как в (a, b). Это объясняется входом/выходом JV из JJ с одной внешней стороны и в первую очередь относятся к генерации флаксонов в кольце.

При  $-3 \text{ мТл}$  (рис. 4.2 (d)) показан промежуточный случай, когда есть пары дуг в JJ, а также некоторый отклик от флаксонов в кольце СКВИДа. Существуют также дополнительные переходы между состояниями флаксонов в кольце, которые видны как перемички между кольцами. Для анализа состояний флак-

сонов была рассчитана картина распределения количества квантов потока в образце при нулевом внешнем магнитном поле при сканировании кантилевером MFM (рис. 4.2 (i)). В таком случае кванты потока присутствуют как в PJJ, так и в кольце СКВИДа, а границы состояний с разным числом квантов потока очень похожи на экспериментальные результаты MFM. Более того, в областях перекрытия вблизи джозефсоновских контактов наблюдаются аналогичные переходы, которые были экспериментально измерены (рис. 4.2 (d)). Искривленное изображение колец в экспериментальных данных связано с небольшой асимметрией магнитного поля кантилевера MFM.

На рис. 4.2 (d) и (e) также протекает транспортный ток через верхний электрод левого JJ между контактами 1-2. Магнитное поле тока хорошо видно на MFM-сканах в виде более светлых и более темных участков вокруг пути прохождения тока. На рис. 4.2 (e) ток равен 10 мА, что все еще ниже критического значения. В этом случае дуги в контакте и в кольце искажаются, а дуги, генерируемые в зоне СКВИДа - несимметричны из-за неоднородного магнитного поля тока с левой стороны. В этой области имеются разные источники магнитного поля: магнитное поле кантилевера, внешнее поле от соленоида и генерируемое поле от транспортного тока. Внешнее магнитное поле однородно по площади сканирования, но вклады транспортного тока и неоднородных полей кантилевера зависят от положения иглы MFM при сканировании. По мере приближения к центру структуры влияние зонда возрастает. С другой стороны, по мере удаления от левого верхнего контакта влияние транспортного тока уменьшается. Это приводит к асимметрии колец и переходам от одного кольца к другому.

На рис. 4.2 (e) транспортный ток в 30 мА уже выше критического значения и, как следствие, ток начинает протекать и через другие контакты, что видно на скане как более светлые и темные области вдоль нижних электродов образца. Эти более темные и светлые тени могут дать представление об изменении пути протекания тока в системе. Поскольку ток создает магнитное поле, его направление противоположно направлению по обе стороны от траектории протекания. На MFM-изображениях более светлые области соответствуют отталкивающей силе, а более темные — притягивающей. Таким образом, можно реконструировать путь и направление тока в устройстве, проследив за появившимися более светлыми и более темными областями. Видно, что при значениях тока выше

критического он протекает не только через верхний левый контакт, но начинает протекать и через нижнюю часть кольца и контакты 3-6, которые замкнуты друг на друга (протекание тока указано стрелками на рис. 4.2 (f)). Более того, в образце больше нет темных дуг или колец, в связи с чем флаксоны или JV не могут быть обнаружены с помощью MFM, когда СКВИД переходит в нормальное состояние.

Затем, после прикладывания относительно сильного магнитного поля около -20 мТл, абрикосовские вихри проникают в пленку ниобия. При дальнейшем уменьшении внешнего магнитного поля часть вихрей оставалась запиннигованной при меньших значениях поля. AV можно заметить в виде светлых пятен на ниобиевых электродах на рис. 4.2 (g) и (h) для -3 мТл и -8 мТл соответственно. Рис. 4.2 (g) в отличие от (d) имеет несколько иные дуги в области JJ и не имеет центральных колец, так как абрикосовские вихри на (g) выступают источниками неоднородного магнитного поля и перераспределяют экранирующие токи в образце, существенно меняя состояние системы. При более высоком магнитном поле в -8 мТл (h), наблюдается более сложный случай с концентрическими кольцами в центральной части, бифуркациями вблизи контактов JJ и абрикосовскими вихрями в ниобиевых электродах, что демонстрирует возможность обнаружения различных типов квантов магнитного потока в одном устройстве.

Для дальнейшего изучения динамики флаксонов в образце ток был запущен только вдоль одного левого JJ по верхнему электроду, используя контакты 1 и 2. Во время измерений MFM игла располагалась в разных положениях относительно образца, (местоположение иглы отмечено красной точкой на схематических иллюстрациях на рис. 4.3).

Показанный в предыдущей главе метод обнаружения джозефсоновских вихрей в бездиссипативном режиме дает возможность более глубокого анализа динамики квантов потока в сверхпроводящей системе в зависимости от транспортного тока. Поскольку транспортный ток в этом эксперименте протекает через верхний правый контакт 1-2, он создает дополнительное магнитное поле. Результаты наблюдений представлены на рис. 4.3. Каждое резкое падение частоты кантилевера отображено в виде темных линий, и относится к переходу между состояниями с  $n$  и  $n+1$  JV, и имеет ту же природу, что и дуги на MFM-изображениях, показанных на рис. 4.2. Переход между  $n$  и  $n+1$  состояниями



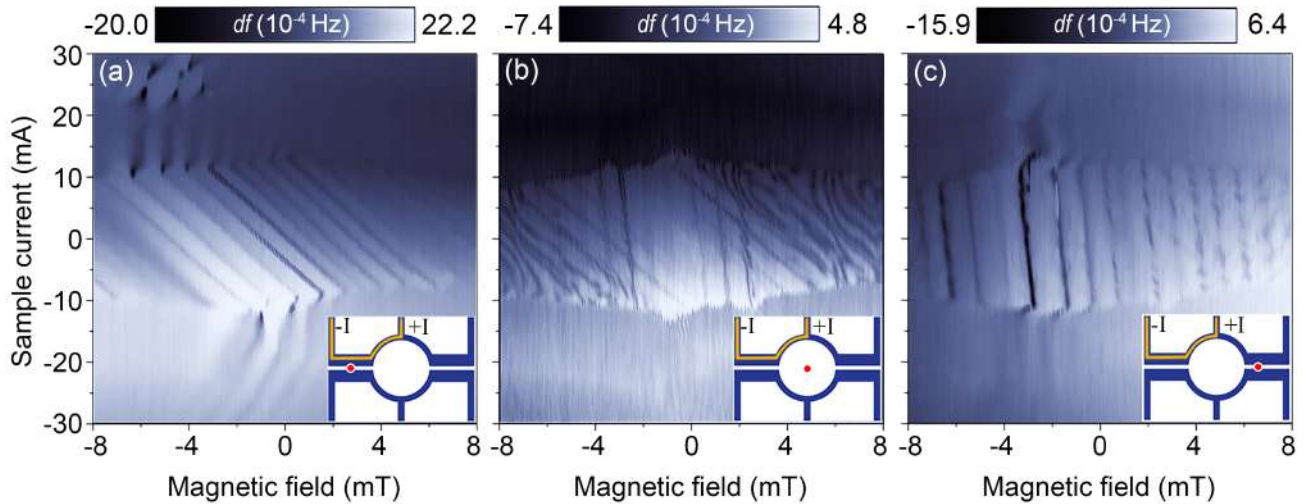


Рис. 4.3. Сдвиг частоты кантилевера в зависимости от тока по левому контакту (электроды 2-1) и внешнего магнитного поля при  $T = 4,2$  К для различных положений кантилевера MFM, расположенного на высоте 150 нм над медью Cu. (a) - игла находится над центром левого JJ, (b) - в центре кольца СКВИДа; (c) - около центра правого JJ. На миниатюрах каждого рисунка показана схема протекания тока (оранжевая линия) в образце (сверхпроводник показан синим цветом) и местоположение иглы (обозначено красной точкой).

происходит, когда полное магнитное поле достигает определенного значения. Полное магнитное поле состоит из вкладов внешнего магнитного поля, магнитного поля электрического тока и магнитного поля, создаваемого кантилевером MFM. Вход вихрей и флаксонов происходит при определенных дискретных значениях магнитного поля, поэтому изменение тока должно компенсироваться внешним магнитным полем, равным полю тока. Само поле тока линейно зависит от тока  $B \sim I$  по закону Био-Савара, что приводит к линейным зависимостям для значений  $I$  и  $B$  в случае резкого падения частоты кантилевера на зависимостях  $df(B, I)$ , что соответствует изменению состояния JV из  $n$  в  $n+1$  (или наоборот). В нашем случае  $B \sim 26,3 \frac{mA}{mT} I$ . На рис. 4.3 (a) в среднем период между линиями при нулевом токе равен  $\sim 1,1$  мТл, что соответствует полю квантования потока в контакте.

Еще один момент, на который стоит обратить внимание, это то, что на наклонных черных линиях также присутствует дополнительная модуляция с периодом  $\Delta B \sim 0,15$  мТл (рис. 4.6). Предположительно, что этот эффект соответствует интерференции сигналов от вихрей в JJ и от квантования потока непосредственно в кольце СКВИДа, которое происходит при магнитных полях с

периодом  $\sim 0,12$  мТл и незначительно отличается от значений в транспортных измерениях  $I_c(H)$  и расчетных оценках.

Что касается ситуации, когда кантилевер МФМ расположен над правым РJJ, то присутствуют только линии с большим наклоном. Период  $\Delta B \sim 1.1$  мТл почти такой же, как и для случая на рис. 4.3 (а) для левого JJ, что указывает на то, что это отклик от JV в правом джозефсоновском контакте. Меньший наклон  $B \sim 2.5 \frac{mT}{mA}$  можно объяснить тем, что правого JJ достигает значительно меньшее магнитное поле от тока, и для его компенсации необходимы меньшие значения внешнего магнитного поля. Если бы JJ был намного дальше от пути протекания тока, темные линии на картах частот  $df(B, I)$  превратились бы в вертикальные, что означает, что JV в этом случае могли бы генерироваться только внешним магнитным полем. В итоге это демонстрирует, что, в принципе, такой метод способен измерять градиенты магнитных полей непосредственно от протекающего тока.

Без изменения конфигурации транспортного тока игла была перемещена в центр кольца СКВИДа (рис. 4.3 (b)). В этом случае можно заметить, что в дополнение к существующим линиям, появляются линии с другим наклоном, а чуть дальше от центра симметрии прямые линии превращаются в волнообразные кривые. В центральной области в диапазоне от -4 до 4 мТл присутствуют две группы линий с разным наклоном. Линии с большим наклоном соответствуют входу/выходу JV в левом РJJ, так как он ближе и чувствительнее к магнитному полю протекающего тока. Линии с меньшим наклоном соответствуют отклику правого РJJ, что видно из рис. 4.3 (с), когда игла расположена вблизи центра правого контакта. При больших магнитных полях линии сливаются, образуя своеобразные волнистые кривые, которые в большинстве своем состоят из двух разных наклонов. При развертке магнитного поля и тока наклон кривых постепенно меняется от одного к другому, причем оба эти наклона такие же, как для отдельных левого и правого РJJ. Это означает, что при определенных условиях джозефсоновские вихри входят/выходят из цепи через один контакт, но при некоторых значениях тока/магнитного поля вихрям становится выгоднее входить через другой РJJ, что и приводит к изменению наклона кривых.

Случай на рис. 4.3 (b) отличается от (а) и (с) ещё и отсутствием сигнала

выше критического значения тока. Размытые линии над  $I_c$  на (а) и (с) соответствуют дальнейшей динамике  $JV$  [144]. Это поведение не наблюдается, когда зонд находится в центре кольца, что может быть связано с простым выталкиванием  $JV$  в соединения. Более того, на (а) можно увидеть больше особенностей при еще большем токе, начиная с 20 мА, и в магнитных полях от -8 до -4 мТл. Такой сильный электрический ток может создавать слабую связь в самом кольце и может возникать в месте со светлыми кольцами на рис. 4.2 (f), которое действует как центр сдвига фаз. В результате такая методика также зарекомендовала себя как инструмент для обнаружения возможных дефектных слабых мест в устройствах, связанных с изготовлением.

Далее записывались карты напряжения в зависимости от положения кантилевера. Для исследования дальнейшего влияния неоднородного поля иглы МФМ образец сканировали с помощью МФМ при различных приложенных магнитных полях. Во время этого сканирования измерялось напряжение на образце в зависимости от положения зонда при определенном приложенном токе, немного превышающем критическое значение. Напряжение подавалось между контактами 1+3 и 4+6 так, чтобы ток протекал непосредственно через слабые звенья обоих JJ. Чтобы создать большую разницу между двумя JJ, дефект был сделан иглой АФМ на правом контакте. Как можно заметить, карты имеют круговую симметрию, которая связана с симметрией поля, создаваемого иглой. На рис. 4.4 показаны карты напряжений в полях 0 и 0,5 мТл. При этом сигнал от контактов не одинаков, демонстрируя, что такой метод может различить разницу между джозефсоновскими контактами даже без прямых электронно-транспортных измерений. Таким образом, такой метод позволяет анализировать сложные схемы неинвазивным способом, что может значительно упростить диагностику сверхпроводящей электроники в будущем.

#### 4.1.1. Расчёт магнитного потока через dc-СКВИД

Для расчета полного потока через образец использовался метод точечного заряда. Согласно этому методу, магнитные поля рассеяния кантилевера можно аппроксимировать магнитным зарядом  $q$ , расположенным на расстоянии  $\delta$  от кончика зонда [123, 145].

Тогда магнитный поток, создаваемый кантилевером через контур СКВИ-

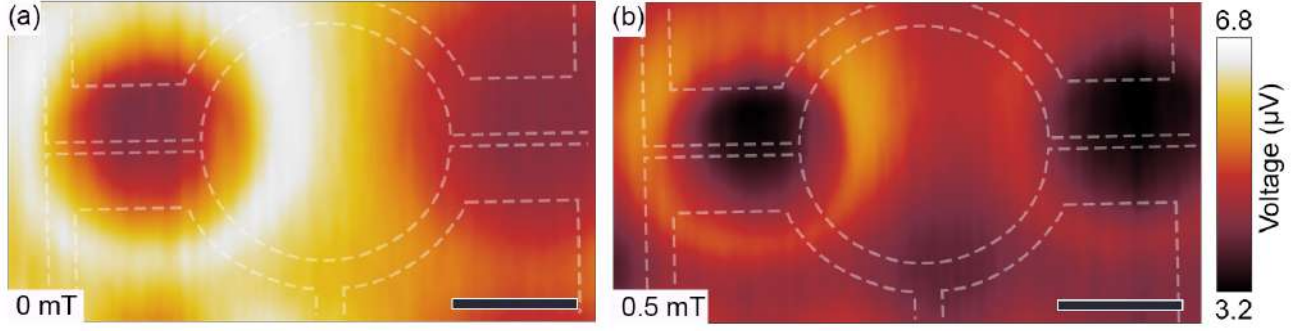


Рис. 4.4. Карты пространственного распределения падения напряжения в приборе при  $T = 4,2$  К во внешнем магнитном поле: 0 мТл (а) и 0,5 мТл (б). Штриховой белый контур показывает реальную форму образца и его расположение на сканах. Высота подъема зонда составляет 175 нм над подложкой. Шкала соответствует 2 мкм.

Да и JJ, можно найти из соотношения:

$$\Phi = \frac{q}{4\pi}\Omega,$$

где  $\Omega$  — телесный угол кольца/JJ с точки зрения точечного заряда.

В случае кольца этот телесный угол можно рассчитать с помощью уравнения из [146]

$$\Omega_{loop} = \begin{cases} 2\pi + \frac{2H}{L} \left( \frac{r-R}{r+R} \Pi(\alpha^2, k) - K(L) \right), & r < R \\ \frac{2H}{L} \left( \frac{r-R}{r+R} \Pi(\alpha^2, k) - K(L) \right), & r > R \end{cases}$$

где  $K, \Pi$  — форма Лежандра полных эллиптических интегралов первого и третьего порядка соответственно,  $r$  — расстояние проекции заряда на поверхность плоскости кольца от его центра,  $H = \delta + h$ ,  $L = \sqrt{H^2 + (r + R)^2}$ ,  $k = \sqrt{4rR}/L$ ,  $\alpha = \sqrt{4rR}/(R + r)$ .

Для JJ  $\Omega_{JJ}$  можно найти по уравнению

$$\Omega_{JJ} = \sum_{i,j=1}^2 (-1)^{i+j} \operatorname{atan} \left[ \frac{x_i y_j}{H \sqrt{x_i^2 + y_j^2 + H^2}} \right],$$

где  $\{x_1, x_2, y_1, y_2\}$  — координаты прямоугольника размером  $L \times (d + 2\lambda)$  (подробнее см. [145]).

Наконец, для расчёта полного потока были выбраны параметры  $q = 6,5 \cdot 10^{-14}$  Вб и  $\delta = 260$  нм, чтобы были получены такие же дуги, как и на MFM-изображениях. В результате эти параметры оказались в хорошем соответствии

с реальными значениями, показанными ранее в предыдущей главе и в работе [145].

#### 4.1.2. Расчёт индуктивностей

Индуктивность СКВИДа состоит из трех составляющих

$$L_{SQUID} = L_K + 2L_{JJ} + L_G, \quad (4.1)$$

где  $L_K$  — кинетическая индуктивность контура СКВИДа,  $L_G$  — геометрическая индуктивность контура СКВИДа,  $L_{JJ}$  — индуктивность каждого из джозефсоновских контактов. Обычно  $L_G, L_{JJ} \gg L_K$ , поэтому кинетической индуктивностью системы можно пренебречь. В то время как индуктивность одиночного JJ может быть легко аппроксимирована с помощью уравнения  $L_{JJ} = \Phi_0/2\pi I_c \simeq 2.5 \cdot 10^{-13}$  Гн, вычисление индуктивности сверхпроводящего контура является более сложной задачей. Для определения члена  $L_G$  мы аппроксимировали систему пятью проволоками с диаметром равным  $d$ , и радиусом  $R_i = R_{in} + (i - 1/2)d$ , расположенными концентрически. В этом приближении полная геометрическая индуктивность  $L_G$  может быть найдена с помощью уравнения

$$L_G \simeq \sum_{i=1}^5 R_i \mu_0 \left[ \ln \frac{4R_i}{d} - 2 \right] = 5.4 \cdot 10^{-11} \text{ Гн} \quad (4.2)$$

Поскольку индуктивность  $L_{JJ} \gg L_G$ , системе выгоднее захватывать кванты потока в виде вихрей Джозефсона, а не в виде флаксона в кольце. Ситуация меняется, когда две энергии будут равны. Чтобы найти полный поток, который может проникнуть в JJ до того, как он попадет в СКВИД, нужно решить простое уравнение

$$\Phi = \Phi_0 \sqrt{\frac{2L_{JJ}}{L_G}} \simeq 4\Phi_0 \quad (4.3)$$

Как видно, расчетное значение довольно близко к экспериментально полученному из транспортных измерений.

#### 4.1.3. Температурная зависимость отклика на MFM сканах

На рис. 4.5 показана температурная зависимость MFM-сканов при нулевом магнитном поле и при отсутствии транспортного тока через устройство.

Можно заметить, что поле кантилевера не генерирует квантов потока в кольце СКВИДа, которое остается в основном состоянии при низких температурах рис. 4.5 (а). Однако локального неоднородного поля, создаваемого зондом, уже достаточно для генерации нескольких  $JV$  в слабых связях  $JJ$ . Стоит заметить, что при большей температуре магнитному потоку становится выгоднее проникать непосредственно в само кольцо, что приводит к наблюдению концентрических колец на рис. 4.5 (b-f). Такой переход является результатом нелинейной зависимости индуктивности  $JJ L_{JJ}$  от температуры, в то время как геометрическая индуктивность СКВИДа  $L_G$  от температуры не зависит. При температуре  $T = 6,1$  К может наблюдаться промежуточное состояние, когда геометрическая индуктивность равна  $2L_{JJ}$ . При ещё более высоких температурах  $L_{JJ}$  становится больше геометрической индуктивности и уже можно наблюдать черные кольца.

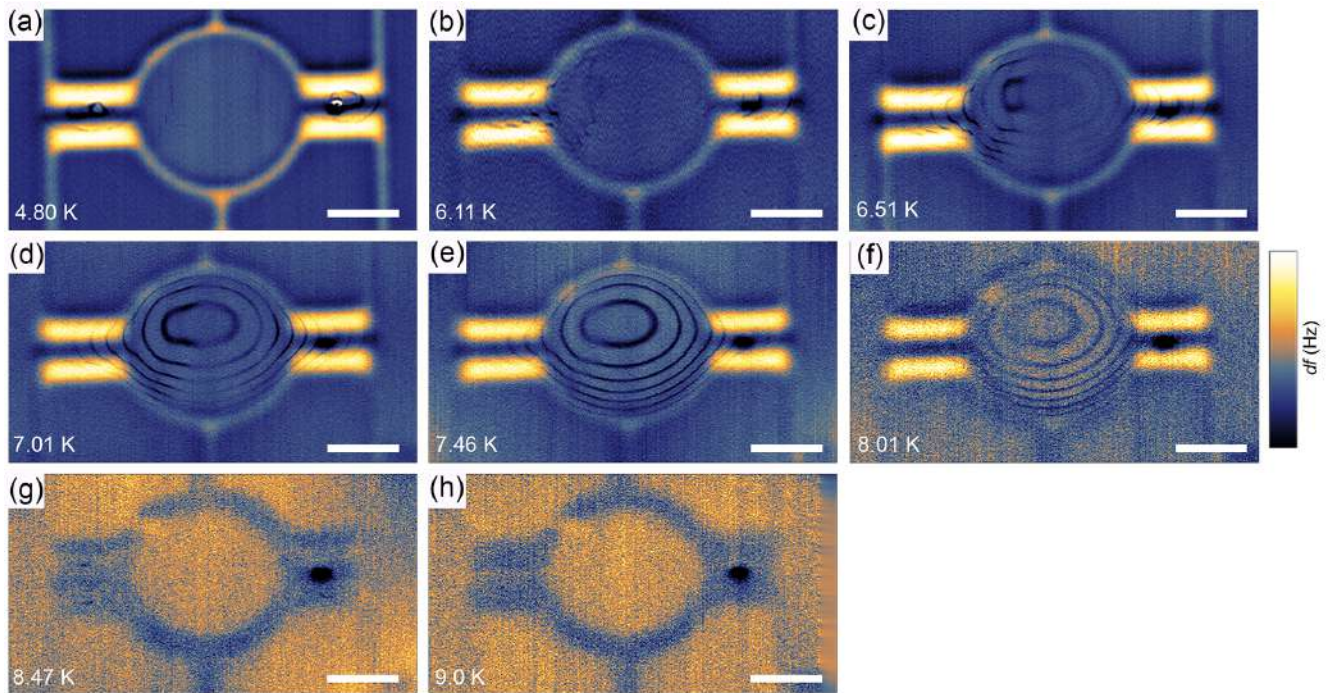


Рис. 4.5. Температурная зависимость МФМ-сканов образца, полученных при нулевом магнитном поле и в отсутствии транспортного тока. Расстояние между кантилевером и образцом составляет 175 нм. Масштабная шкала соответствует 2 мкм.

При температурах, близких к критическим и выше, происходит переход образца из сверхпроводящего состояния в нормальное (рис. 4.5 (g,h)). При этих температурах мейсснеровское состояние отсутствует и видно только влияние

топографии образца. В обычном состоянии становится видно дополнительное слабое место в верхней левой части. Так как в нормальном состоянии экранирования нет, то и силы отталкивания, действующей на зонд, тоже нет, а большую силу притяжения мы видим только от участков поверхности, находящихся ближе к острию, поэтому она должна коррелировать с геометрией образца. Слабое место означает, что в устройстве есть сужение, появившееся в процессе изготовления образца. Кроме того, можно заметить черную точку в центре правого РJJ. Как было сказано ранее, такой дефект был создан с помощью зонда АФМ, чтобы внести дополнительную небольшую асимметрию в систему для демонстрации возможности метода МФМ обнаруживать различия в аналогичных РJJ.

#### 4.1.4. Квантование магнитного потока в СКВИДе на графике зависимости сдвига частоты $df(B, I)$

На МФМ-изображениях на рис. 4.2 показано, что дуги (от джозефсоновских вихрей) в РJJ и кольца (флаксоны) в СКВИДе видны одновременно. Это означает, что при проведении измерений  $df(B, I)$ , представленных на рис. 4.3, также должна быть возможность обнаружить как JV в ближайшем контакте, так и флаксоны в кольцах. На рис. 4.6 (а) показана увеличенная область рис. 4.3 (а), когда игла расположена над центром левого джозефсоновского контакта, а ток течет по верхнему контакту левого РJJ между соединениями 1 и 2. Уже было показано, что черные линии с периодичностью 1,1 мТл соответствуют входу/выходу JV в левом JJ. Однако вдоль некоторых черных линий также можно заметить дополнительную модуляцию с меньшим периодом. На рис. 4.6 (b) показаны поперечные сечения при нулевом токе (синий) и вдоль одной из наклонных линий (красный, обозначен красной стрелкой на (а)). Периодичность красной кривой соответствует  $\Delta B \sim 0,15$  мТл, что довольно близко к значению 0,12 мТл, полученному из измерений  $I_c(B)$  и из оценок для кольца СКВИДа. Отсюда можно сделать вывод, что эта модуляция исходит от флаксонов в самом СКВИДе.

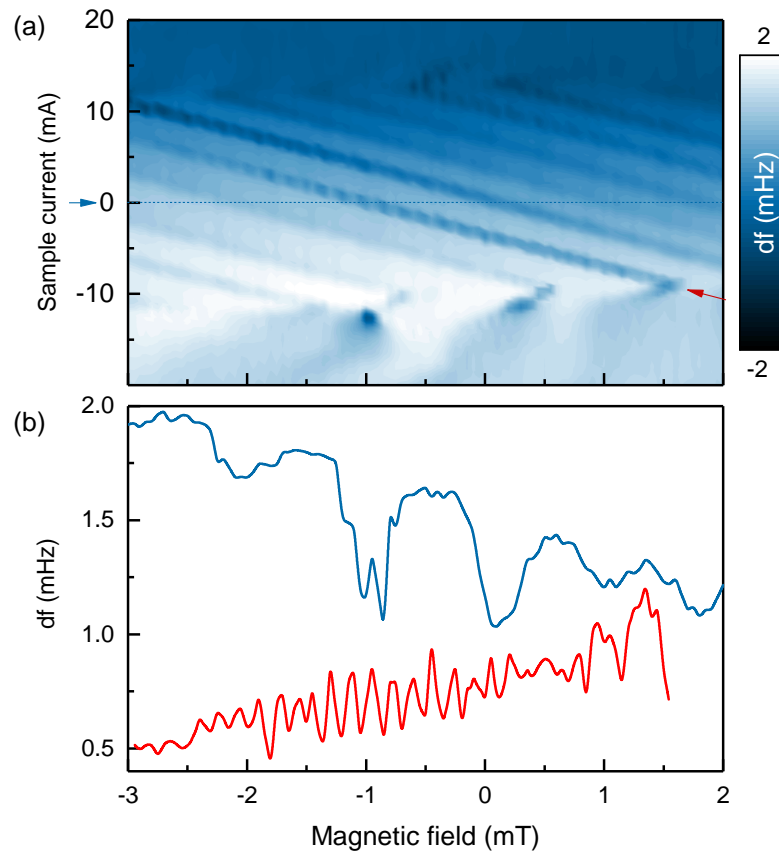


Рис. 4.6. (a) - Зависимость изменения частоты кантилевера MFM от тока вдоль левого контакта (контакты 2-1) и внешнего магнитного поля для случая, когда игла расположена над левым JJ на высоте 150 нм. График представляет собой увеличенное изображение рис. 4.3 (a). (b) - поперечные сечения рисунка (a). Синяя кривая представляет собой поперечное сечение (a) при нулевом токе (обозначено пунктирной линией в a); красная кривая представляет собой поперечное сечение по диагональной линии, обозначенной красной стрелкой в (a). Сечения смещены по  $df$  (ось Y) для лучшей видимости.

## 4.2. Заключение

Таким образом, разработанный метод MFM позволяет исследовать поведение квантов магнитного потока в сверхпроводящих структурах и анализировать их динамику при различных внешних условиях. Более того показано, что при изменении внешнего магнитного поля JV в контактах претерпевают переход во флаксон в сверхпроводящем кольце и наоборот. Затем, измеряя изменение частоты колебаний кантилевера MFM в зависимости от транспортного тока и внешнего магнитного поля находясь в одной точке над образцом, можно было выявить своеобразную флаксонную и вихревую динамику в сложной сверхпроводящей системе, а также использовать этот метод как инструмент для анализа



возможных дефектов в системе. Наконец, было показано, что модифицированный метод MFM способен различать несколько JJ без необходимости прямых транспортных измерений, что может существенно помочь в диагностике сверхпроводниковой электроники в дальнейшем.

## Глава 5

## Планарный джозефсоновский контакт как сенсор для магнитной микроскопии

Влияние неоднородного поля кантилевера на электронные свойства планарного джозефсоновского контакта дало толчок дальнейшим исследованиям в этом направлении. В этой главе рассматривается возможность использования джозефсоновского контакта в качестве сенсора магнитного поля. Так, латеральные контакты Джозефсона PJJ, изготовленные из двух сверхпроводящих Nb электродов соединенных пленкой Cu, применяются для количественной оценки рассеянного магнитного поля кантилевера MFM с магнитными покрытиями из Co/Cr. Взаимодействие магнитного кантилевера с JJ отражается в электронном отклике JJ, а также непосредственно в фазовом сдвиге колебаний кантилевера, который измеряется одновременно с электронным транспортом. В дальнейшем для этого явления выстраивается теория, и затем используется для создания пространственной карты рассеяния магнитных полей. Основываясь на наших выводах, предлагается интегрировать JJ непосредственно на кончик иглы кантилеверов и использовать их в качестве наносенсоров локальных магнитных полей в сканирующих зондовых микроскопах. Такие датчики менее инвазивны, чем обычные магнитные кантилеверы MFM, и в то же время их проще реализовать, чем, например, сенсоры на основе СКВИДа на игле.

### 5.1. Измерение магнитных полей с помощью планарного SNS контакта

В данной главе рассматриваются Nb/Cu/Nb PJJ для калибровки стандартного магнитного кантилевера с покрытием из Co/Cr с использованием квантов потока (джозефсоновских вихрей) в качестве единицы для калибровки. На левой вставке на рис. 5.1 схематично показано поперечное сечение устройства, на правой вставке представлено его AFM-изображение топографии (по сути вид сверху). Подробности процедуры изготовления и измерения JJ приведены в главе 2 в методах изготовления образцов. Кроме того, изучая транспортные харак-

теристики JJ при сканировании зондом MFM над активной областью контакта, мы определяем пространственное распределение магнитного поля, создаваемого кантилевером. Измерения демонстрируют возможность использования JJ в качестве датчиков магнитного поля с высоким пространственным разрешением. Наконец, разработана концепция локального зонда на основе PJJ, встроенного непосредственно на кончик иглы кантилевера. Это открывает путь для надежных количественных измерений магнитных свойств на наномасштабе с помощью сканирующей зондовой методики.

### **5.1.1. Измерение вольт-амперных характеристик планарных джозефсоновских контактов в присутствии магнитного поля кантилевера MFM**

На рис. 5.1 показано изменение критического тока Джозефсона  $I_c$  устройства в зависимости от приложенного извне однородного перпендикулярного плоскости образца магнитного поля  $H_{ext}$  (красная кривая). На правой вставке показана использованная схема измерения по четырёх-точке.  $I_c(H_{ext})$  демонстрирует осцилляции и имеет треугольную зависимость вокруг нулевого поля, типичную для длинных джозефсоновских контактов [77].

### **5.1.2. Исследование джозефсоновского контакта в неоднородном поле кантилевера магнитно-силовой микроскопии**

Как было показано в Главе 3, приближение кантилевера MFM к активной области образца приводит к кардинальным изменениям его магнитного отклика [46, 147]. В эксперименте, представленном на рис. 5.2, кантилевер располагается на высоте 200 нм над одним из ниобиевых электродов образца (положение кантилевера показано на вставке белой точкой). График  $V(I, H_{ext})$  с цветовой кодировкой на рис. 5.2 (а) показывает, что, несмотря на большое расстояние между кантилевером и образцом, смещается не только максимум зависимости  $I_c(H)$  относительно нуля магнитного поля, но при этом и сама зависимость становится измененной и сильно асимметричной относительно направления приложенного тока [46, 62]. Эти эффекты сильно зависят от положения кантилевера над образцом, а также от индивидуальных конкретных характеристик самого

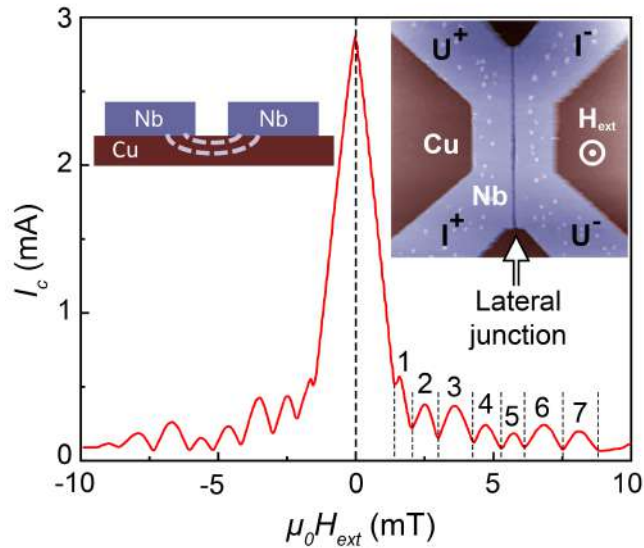


Рис. 5.1. Зависимость критического тока от магнитного поля для исследуемого образца при далеко отведенном кантилере.  $I_c(H_{ext})$  (определяется при отсечке напряжением 0,2 мВ) симметрична относительно направления внешнего магнитного поля  $H_{ext}$ , приложенного перпендикулярно плоскости образца. Линейное уменьшение  $I_c(H_{ext})$  в малых полях характерно для длинных джозефсоновских контактов. Колебания критического тока отражают проникновение отдельных джозефсоновских вихрей. Вертикальные штриховые линии ограничивают области с фиксированным числом джозефсоновских вихрей внутри контакта. Вставка слева: вид поперечного сечения JJ. Распространение сверхпроводящего бездиссипативного тока изображено штриховыми линиями. Вставка справа: AFM-изображение устройства размером  $3 \times 3$  мкм<sup>2</sup>. Белая стрелка указывает на медную слой между двумя сверхпроводящими ниобиевыми Nb электродами. I<sup>+</sup>, I<sup>-</sup> и U<sup>+</sup>, U<sup>-</sup> обозначают электроды тока и напряжения соответственно.

кантилевера (таких как намагниченность, размер, асимметрия формы и т. д.).

На рис. 5.2 (b) представлены сечения  $V(H_{ext})$  этой зависимости при фиксированных значениях тока  $I = 0,4$  мА, 0,7 мА и 1,0 мА (черная, красная и синяя горизонтальные стрелки на рис. 5.2 (a)). Другие разрезы представлены на дополнительном рис. 5.6. Там вариации напряжения имеют ту же природу, что и колебания критического тока в (a) [2], относящиеся к нестационарному эффекту Джозефсона: каждое падение напряжения между двумя соседними максимумами соответствует заданному целому числу джозефсоновских вихрей внутри JJ. При изменении внешнего поля или поля, создаваемого кантилелевером, изменяется число джозефсоновских вихрей. Это дает возможность регистрировать полный поток, создаваемый рассеянным магнитным полем кантилевера, с

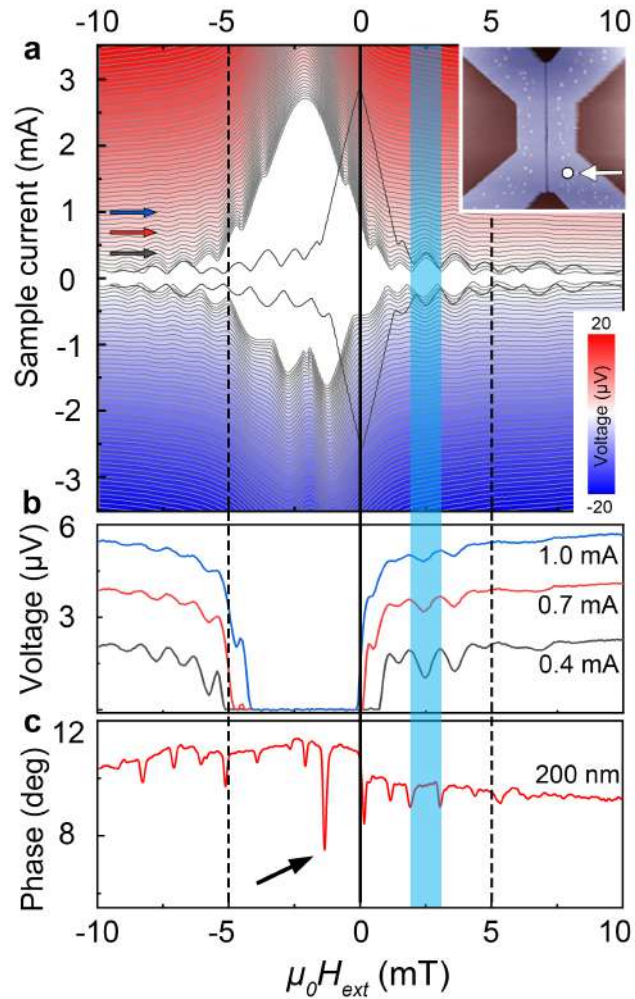


Рис. 5.2. Взаимодействие JJ с кантилевером MFM. (a) - график зависимости напряжения  $V(I, H_{ext})$  от тока смещения и внешнего однородного магнитного поля с поднятым над устройством кантилевером на расстояние  $l = 200$  нм. Положение кантилевера сбоку показано на вставке стрелкой и белой точкой. Наличие кантилевера вызывает сильные искажения и асимметрию  $I_c(H_{ext})$  как по отношению к  $I$ , так и по  $H_{ext}$  по сравнению с невозмущенной зависимостью (пунктирная черная кривая). (b) - зависимость падения напряжения  $V$  на образце от магнитного поля при токах смещения  $I = 0,4$  мА,  $0,7$  мА и  $1,0$  мА (соответствует черной, красной и синей горизонтальным стрелкам на (a)). (c) - зависимость от магнитного поля фазы колебаний кантилевера (измерено при нулевом токе смещения). Вертикальная синяя полоса подчеркивает соответствие между колебаниями  $I_c(H_{ext})$  в (a),  $V(H_{ext})$  в (b) и фазой в зависимости от  $H_{ext}$  в (c), фиксируя проникновение 4-го джозефсоновского вихря в образец.

точностью до малой доли кванта магнитного потока  $\Phi_0 = h/2e$ .

Для проверки метода был проведен дополнительный эксперимент, в котором кантилевер постоянно находился в одном и том же положении (вставка на рис. 5.2 (а)), и при этом измерялась фаза его колебаний как функция внешнего магнитного поля, рис. 5.2 (с). Как было показано ранее, на этой кривой каждое резкое падение вызвано диссипацией во время входа одного вихря Джозефсона в контакт [46]. Например, черная стрелка указывает на падение фазы, происходящее в момент проникновения первого джозефсоновского вихря в контакт. Вертикальный синий прямоугольник на рис. 5.2 (а-с) ограничивает диапазон поля, соответствующий четырем джозефсоновским вихрям внутри JJ. Стоит обратить внимание, что на кривой  $V(H_{ext})$  на рис. 5.2 (b) вхождение первого и второго джозефсоновских вихрей не заметно, так как при таком токе образец все еще остается в сверхпроводящем состоянии (больше кривых  $V(H_{ext})$ , измеренных при разных токах  $I$ , представлен на рис. 5.3; пространственные карты  $dV/dI(x, y)$  - на рис. 5.3). Однако эти процессы однозначно регистрируются в  $I_c(H_{ext})$ , рис. 5.2 (а), и в фазе колебаний кантилевера в зависимости от поля  $H_{ext}$ , рис. 5.2 (с).

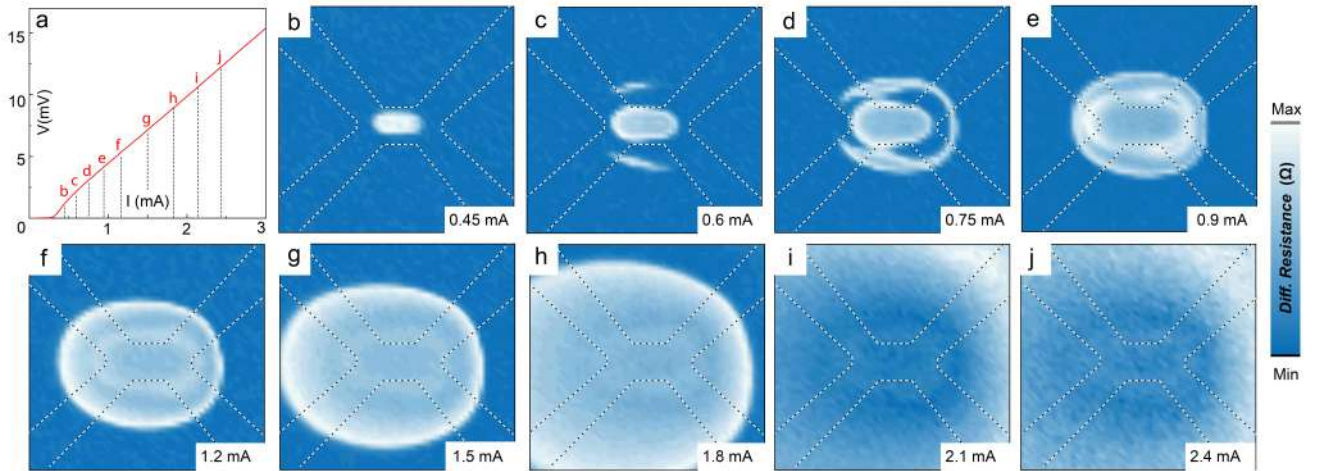


Рис. 5.3. (а)  $V(I)$ -характеристика JJ с кантилевером, расположенным близко к центру ( $x = 0$ ;  $y = 0$ ) на высоте  $l = 700$  нм. (b-j)  $7 \times 7$  мкм<sup>2</sup> карты дифференциального сопротивления  $dV/dI(x, y)$  при различных значениях тока, полученные при сканировании кантилевером на высоте  $l = 700$  нм над JJ.

Специфический отклик JJ на магнитное поле, показанный на рис. 5.2, далее используется для калибровки кантилевера. Для этого кантилевер распола-

гается на разной высоте  $l$  над образцом и регистрируются зависимость фазы колебаний иглы от внешнего магнитного поля; результаты представлены на рис. 5.4 (а). Нетрудно заметить, что напряженность внешнего магнитного поля, при котором проникают джозефсоновские вихри, зависит от высоты кантилевера над устройством. Основным эффектом здесь является сдвиг провалов фазы кантилевера, что показано черными стрелками на рис. 5.4 (а), указывающими на проникновение первого джозефсоновского вихря. Этот сдвиг связан с изменением магнитного вклада  $\Phi_{tip}$  кантилевера в общий магнитный поток  $\Phi_0$ , который пронизывает образец и которого достаточно для проникновения первого джозефсоновского вихря,

$$\Phi_0 = \Phi_{ext}(H_{ext}) + \Phi_{tip}(l), \quad (5.1)$$

где  $\Phi_{ext}$  — поток, создаваемый внешним однородным полем.

Для оценки магнитного потока, создаваемого кантилевером, было проведено моделирование поля рассеяния магнитного заряда  $q$ , находящегося на расстоянии  $\delta$  от острия иглы MFM. Результаты моделирования приведены на рис. 5.4 (b). Красные светлые кружки показывают поле, необходимое для проникновения первого джозефсоновского вихря в зависимости от расстояния  $l$  между кантилевером и PJJ. Эти данные извлекаются напрямую из рис. 5.4 (а). Пунктирная линия соответствует наилучшей аппроксимации модели с параметрами  $q = 6,6 \cdot 10^{-8}$  А·м ( $8,25 \cdot 10^{-14}$  Вб) и  $\delta = 301,5$  нм, которые согласуются с ранее полученными результатами для таких же кантилеверов в работе [123].

Хотя аппроксимация была выполнена исходя из предположения о постоянном поле, колебания кантилевера с амплитудой 20 нм приводят к изменению общего потока, проходящего через устройство, за счет осциллирующего вклада  $\Phi_{tip}$ . Колебания амплитуды и магнитного поля показаны пунктирными линиями на рисунке 5.4 (b). Видно, что осцилляции кантилевера приводят к изменению магнитного поля в диапазоне 0,2-0,3 мТл, что гораздо меньше периода модуляций  $\sim 1$  мТл зависимости критического тока  $I_c(H_{ext})$ , что дает возможность различать отдельные вихревые состояния. В общем случае разрешающая способность данного метода зависит от размеров JJ и амплитуды колебаний иглы MFM. Однако последнее требует корректировки или ограничения для того,

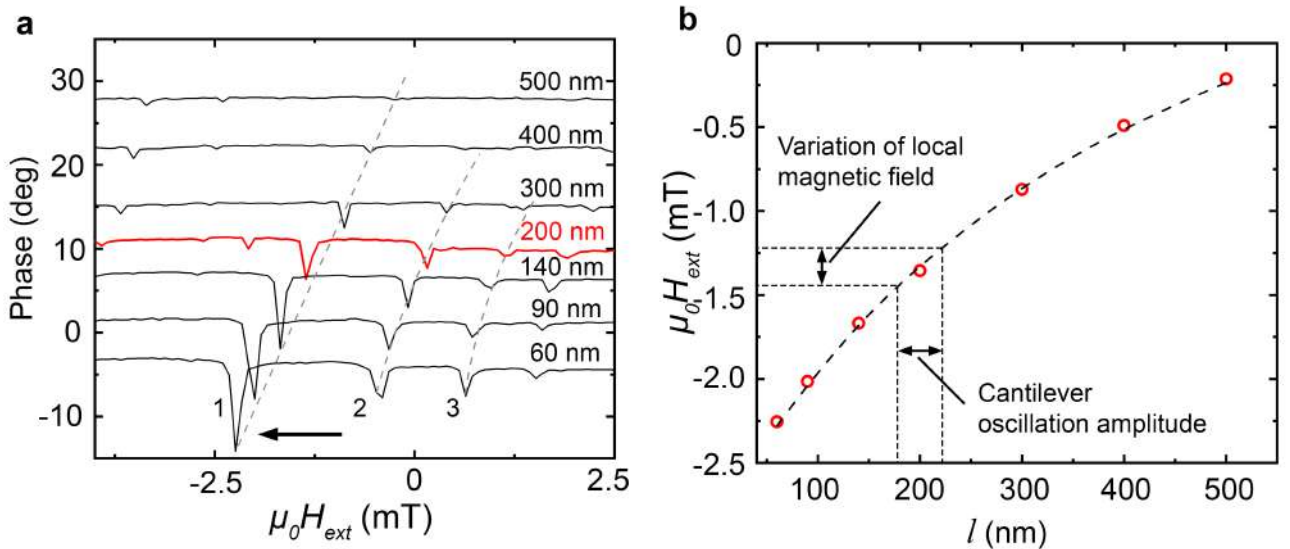


Рис. 5.4. Определение магнитного поля кантилевера. (а) - фаза колебаний иглы в зависимости от внешнего магнитного поля при различных высотах  $l$  кантилевера над образцом. Резкие падения фазы соответствуют проникновению в контакт отдельных джозефсоновских вихрей. Серые пунктирные линии соединяют минимумы, соответствующие входу 1-го, 2-го и 3-го джозефсоновских вихрей. Черная стрелка указывает на серию минимумов, возникающих из-за проникновения 1-го джозефсоновского вихря, который происходит, когда сумма внешнего поля и поля кантилевера совпадает с полем, необходимым для проникновения одного кванта потока внутри контакта. (б) - внешнее поле проникновения 1-го джозефсоновского вихря в зависимости от высоты кантилевера. Красные кружки - точки данных, которые были взяты из графика (а); черная пунктирная линия - наилучшая аппроксимация методом точечного заряда. Вертикальные и горизонтальные пунктирные линии демонстрируют локальную вариацию магнитного поля в следствие колебаний иглы с амплитудой 20 нм.

чтобы можно определять различные состояния вихря внутри JJ.

В некоторых количественных экспериментах методом MFM требуется полный набор данных  $\Phi_{tip}(x, y, l)$ , а не только одно значение  $\Phi_{tip}(l)$ . Однако геометрия каждого кантилевера MFM индивидуальна, поэтому эта зависимость не является универсальной. Чтобы получить точные данные о зависимости  $\Phi_{tip}(x, y, l)$ , можно воспользоваться методом, основанном на РJJ. Для этого кантилевер находится на фиксированном расстоянии от контакта, на высоте  $l$ , и сканируется по горизонтали над активной областью РJJ. В результате меняется общий поток, что вызывает изменения напряжения на РJJ при пропускании фиксированного тока  $I$  через него. Результаты измерений показаны на рис. 5.5 в виде пространственной карты падения напряжения  $V(x, y, l = 200 \text{ нм})$



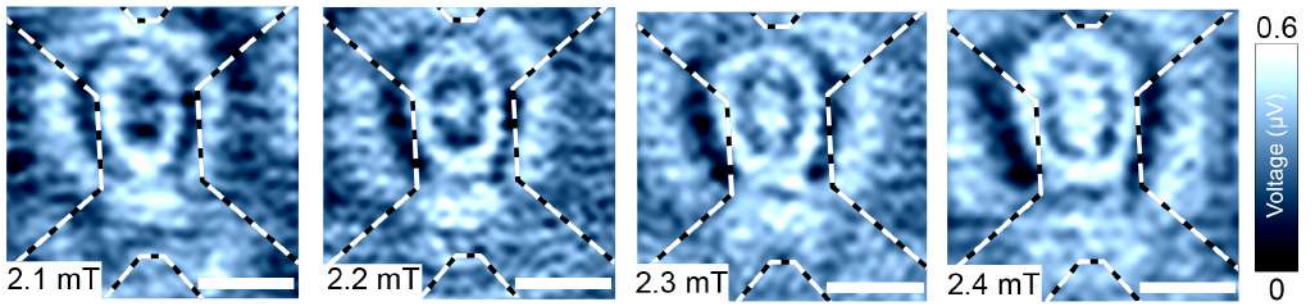


Рис. 5.5. Пространственные карты падения напряжения  $V$  на JJ ( $I = 0,8$  мА), полученные при внешних полях 2,1 мТл, 2,2 мТл, 2,3 мТл и 2,4 мТл при перемещении кантилевера MFM над центром прибора на площади  $3 \times 3$  мкм<sup>2</sup> ( $l = 200$  нм). Белая шкала соответствует 1 мкм. Черные пунктирные линии показывают местоположение устройства. Концентрические кольца с увеличивающимся радиусом ограничивают области с соответственно 4, 3 и 2 джозефсоновскими вихрями внутри устройства. Размеры колец постоянно увеличиваются с внешним полем.

при значении тока  $I = 0,8$  мА для разных величин внешнего магнитного поля. На сканах видны светлые и темные концентрические окружности, размер которых меняется с изменением внешнего магнитного поля. Максимумы напряжения (светлые области) соответствуют входу или выходу нового джозефсоновского вихря в JJ, а область между двумя соседними кругами максимумов напряжения соответствует фиксированному количеству джозефсоновских вихрей в PJJ. Стоит заметить, что окружности находятся не в центре контакта. Это связано с различием в латеральном положении вершины иглы MFM и основного источника магнитного поля кантилевера. Поэтому, кроме вертикального смещения  $\delta$ , латеральное смещение играет также важную роль при сопоставлении топографических (AFM) и магнитных (MFM) изображений.

Таким образом, на изображениях падения напряжения  $V(x, y, l = 200$  нм) при различных значениях внешнего магнитного поля можно наблюдать светлые и темные концентрические окружности, которые представляют собой изо-контуры известного магнитного потока. Эти данные, наряду с моделированием магнитного заряда, можно использовать для проведения калибровки кантилеверов MFM и получения полной трехмерной карты магнитного поля рассеяния иглы с высоким пространственным разрешением  $\sim 20 - 100$  нм и разрешением по полю  $\sim 0,1$  мТл.

В итоге, были изготовлены и измерены несколько джозефсоновских контактов, представляющих собой тонкопленочные наноструктуры из ниобия и меди. Измерения проводились различными методами при температуре 4,2 К. Во-первых, измерялась зависимость вольт-амперной характеристики контакта от внешнего магнитного поля, в результате чего были получены основные характеристики получившихся контактов. Во-вторых, проводились измерения с помощью магнитно-силового микроскопа. В результате проведенных исследований была продемонстрирована принципиальная возможность использования РJJ как сканирующего сенсора магнитных полей. Для определения магнитного поля можно пользоваться либо численными методами, что является более точной, но в то же время и более трудоемкой задачей, либо определять количество джозефсоновских вихрей, проникающих в контакт. Вторая методика легче как для реализации, так и для интерпретации.

### 5.1.3. Процедура измерения пространственного распределения магнитного поля

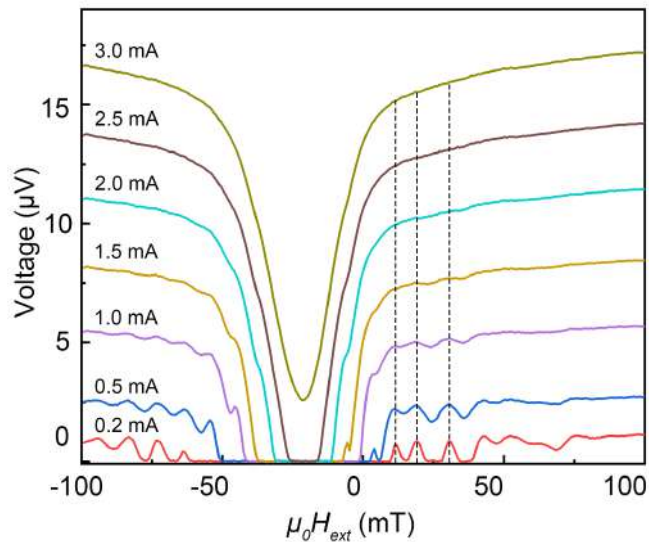


Рис. 5.6. Зависимость падения напряжения  $V$  на образце от магнитного поля при различных значениях тока. Вертикальные штриховые линии показывают, что положение максимумов колебаний  $V(H_{ext})$  не зависит от тока смещения.

Для измерения амплитуды магнитного поля под иглой можно использовать процедуру, описанную на рис. 5.4. Кантилевер располагается (на опреде-

ленной высоте  $l$ ) над центром JJ, а внешнее магнитное поле регулируется так, чтобы первый джозефсоновский вихрь проник в JJ. Момент проникновения JV детектируется по спаду фазы кантилевера или нарастанию напряжения на JJ. Для случая, когда внутри PJJ с эффективной площадью  $A$  будет находиться  $N$  квантов потока, магнитное поле будет равно  $\mu_0 H_0 = N\Phi_0/A$ . При этом  $H_0$  является суммой поля иглы MFM  $H_{tip}$  ( $H_{tip}$  является  $z$ -компонентой векторного поля  $\mathbf{H}_{tip}$ ) и известного внешнего поля  $H_{ext}$ . Тогда магнитное поле кантилевера равно  $H_{tip} = H_0 - H_{ext}$ . Стоит отметить, что на точные значения  $A$  и  $\delta$  все еще неизвестны на данном этапе, и определяются с помощью повторения описанной процедуры при различных высотах  $l$  и используя модель магнитного заряда. Это позволяет определить  $H_{tip}$  при любой высоте подъема иглы (как описано на рис. 5.2 (b)). Повторяя эту процедуру при разных латеральных положениях кантилевера и используя модель магнитного точечного заряда, можно также восстановить полную трехмерную карту магнитного поля иглы MFM.

Другим возможным методом калибровки является использование латерального перемещения кантилевера над PJJ на фиксированной высоте  $l$ . Ранее, из рис. 5.4, уже было установлено, что при отсутствии иглы джозефсоновские вихри в контакте возникают при определенных значениях внешнего поля: первый джозефсоновский вихрь проникает при  $\mu_0 H_{ext} \sim 1,3$  мТл, второй при 1,9 мТл, третий при 3,0 мТл, четвертый при 4,0 мТл, пятый при 5,2 мТл и т.д. Периодичность этих значений составляет  $1,0 \pm 0,2$  мТл, и она не зависит от температуры (для температур, значительно ниже критической  $T_c$ ) и зависит от геометрии контакта и материалов. Введение иглы приводит к дополнительному магнитному полю, которое генерирует дополнительные джозефсоновские вихри в контакте, в зависимости от взаимного положения кантилевера и PJJ. При латеральном перемещении иглы по контакту возникают локальные максимумы напряжения, которые соответствуют входу дополнительных джозефсоновских вихрей в контакт. Например, на рисунке 5.5 видно, что при постоянной высоте  $l = 200$  нм в JJ могут войти один, два или три дополнительных джозефсоновских вихря, в зависимости от того, насколько далеко (латерально) расположен магнитный заряд (игла). Эти события соответствуют ярким концентрическим кольцам на картах напряжения. Внешнее яркое кольцо на рисунке 5.5 соответствует положениям кантилевера, при которых четвертый джозефсоновский

вихрь входит в контакт (см. рис. 5.2 (b, c)). Стоит заметить, что входы второго и третьего JV не могут быть четко определены, так как контраст напряжений слишком мал при токе  $I = 0,8$  мА (см. рис. 5.2 (b)). Большое количество зависимостей  $V(H_{ext})$ , измеренных при различных значениях тока, показан на рис. 5.6. Промежуточное яркое кольцо соответствует входу пятого вихря, а внутреннее кольцо – входу шестого вихря. На рис. 5.5 (a) магнитное поле  $\mu_0 H_{ext}$  равно 2,1 мТл. Магнитное поле, создаваемое в РJJ иглой, расположенной на внешнем кольце (вход четвертого JV), можно рассчитать как  $\mu_0 H_{tip} = 4,0$  мТл -  $\mu_0 H_{ext} = 4,0 - 2,1 = 1,9$  мТл. Это относится ко всем точкам расположения кантилевера на внешнем светлом кольце. Нужно отметить, что радиус внешнего кольца увеличивается при малом изменении внешнего магнитного поля (до 2,2 мТл на рис. 5.5 (b)). При нахождении иглы на этом кольце поле от кантилевера будет составлять  $4,0 - 2,2 = 1,8$  мТл. На внешних кольцах рис. 5.5 (c,d) поле иглы МФМ создает поля 1,7 мТл и 1,6 мТл соответственно. Для второго (промежуточного) кольца (рис. 5.5) пятый вихрь входит в контакт, когда суммарное поле достигает 5,2 мТл. В этих местоположениях кантилевер генерирует магнитное поле  $5,2 - 2,1 = 3,1$  мТл на рис. 5.5 (a), 3,0 мТл на рис. 5.5 (b), 2,9 мТл на рис. 5.5 (c) и 2,8 мТл на рис. 5.5 (d). Для случая внутреннего кольца (вход шестого JV), создаваемые иглой магнитные поля равны  $6,2 - 2,1 = 4,2$  мТл, 4,3 мТл и 4,4 мТл соответственно.

Карта распределения поля иглы  $H_{tip}$ , показанную на рис. 5.7, довольно точна, так как на ней возможно различать контуры с разницей в 0,1 мТл по полю и с разрешением  $\sim(20 - 100)$  нм в пространстве. Путем повторения процедуры при различных высотах  $l$ , можно точно восстановить трехмерное распределение компоненты поля, перпендикулярной РJJ. Полное (векторное) распределение магнитного поля кантилевера можно определить с помощью моделирования магнитного точечного заряда.

Для получения профиля поля ближе к магнитному заряду необходимо переместить иглу МФМ ближе к РJJ и скорректировать внешнее поле, чтобы компенсировать возросший магнитный поток. Этот подход позволяет точно определить количество JV и использовать их для калибровки.

В тех случаях, когда необходимы кантилеверы с высокой намагниченностью (что обычно бывает редким явлением, поскольку такие зонды МФМ яв-

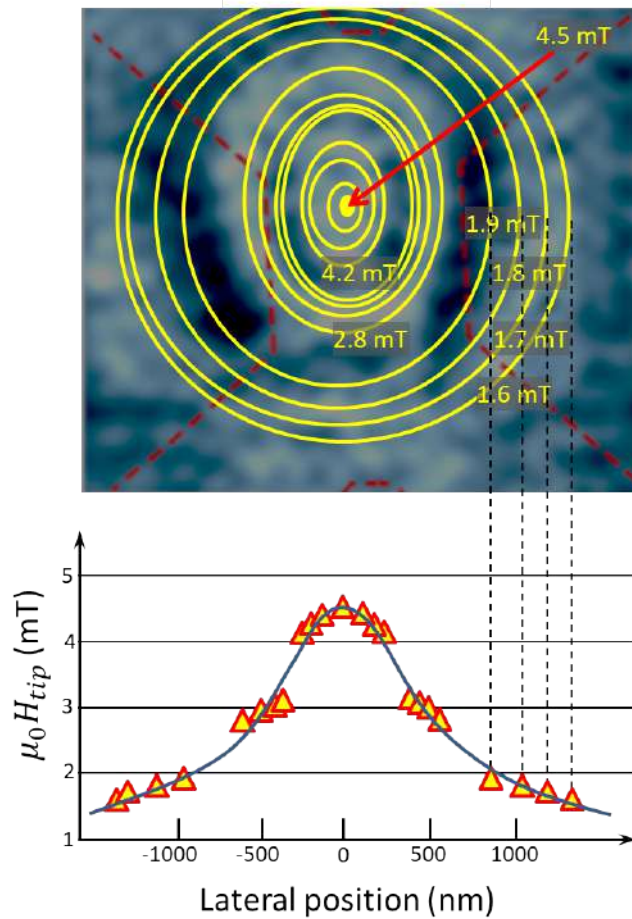


Рис. 5.7. Извлечение профиля магнитного поля иглы MFM. Верхняя панель: контуры постоянного поля иглы  $H_{tip}(x, y) = const$  (желтые эллипсы), извлеченные из светлых колец на рис. 5.5 после второй предложенной процедуры калибровки кантилевера. Нижняя панель: поперечное сечение выделенного профиля поля в направлении  $y$ . Стоит обратить внимание, что максимум поля смещен относительно геометрического центра JJ (показанного на фоне).

ляются очень инвазивными), их все же можно откалибровать, используя JJ с более меньшими латеральными размерами. Такие RJJ менее чувствительны к магнитному полю, так как величина магнитного потока  $\Phi$  зависит от площади  $A$ ,  $\Phi = \mu_0 H A$ , что в итоге смещает магнитные поля, нужные для проникновения JV, в область более высоких значений.

## 5.2. Система джозефсоновских контактов на границе зерен ниобиевой пленки. Сканирующая пиннинг-силовая микроскопия сверхпроводников

В этом разделе представлена новая методика сканирующей микроскопии, основанной на протаскивании одиночного абрикосовского вихря магнитной иглой MFM (SPFM - scanning pinning force microscopy). Взаимодействие увлекаемого вихря с дефектами приводит к возникновению дополнительной силы на острие иглы [148]. Поскольку вихрь проходит сквозь всю толщину сверхпроводника, сила пиннинга вихря определяется объемным потенциалом пиннинга. Таким образом, этот метод облегчает прямое измерение распределения объемной силы пиннинга в образце. Пространственное разрешение SPFM определяется размером сердцевины вихря, равным длине когерентности. Демонстрируется, что предлагаемый метод SPFM позволяет проводить неразрушающую визуализацию планарных дефектов в сверхпроводящих пленках и устройствах с нанометровым разрешением и большим полем сканирования.

### 5.2.1. Визуализация дефектов в ниобиевой пленке с помощью абрикосовского вихря

На рисунке 5.8 показаны MFM карты планарного контакта Nb/Cu/Nb [46] при различных температурах в узком диапазоне 7,39 - 7,81 К и при нулевом внешнем поле 0 Э. Здесь направление быстрого сканирования является вертикальным, а направление медленного сканирования — горизонтальным. Контакт сверхпроводник/нормальный металл/сверхпроводник (SNS) состоит из ниобиевой пленки Nb толщиной 100 нм и нормального металлического слоя Cu толщиной 50 нм и размером слабого звена  $200 \times 2500 \text{ нм}^2$  (методы изготовления - в Главе 2).

При самом низком значении температуры  $T = 7,39 \text{ К}$ , рис. 5.8 (а), электроды образца светлые, что свидетельствует о хорошей мейснеровской экранировке без захваченных абрикосовских вихрей. Слабая связь видна как вертикальная темная линия (уменьшенное экранирование) между электродами. При несколько более высокой температуре  $T = 7,47 \text{ К}$ , рис. 5.8 (b), на электродах в

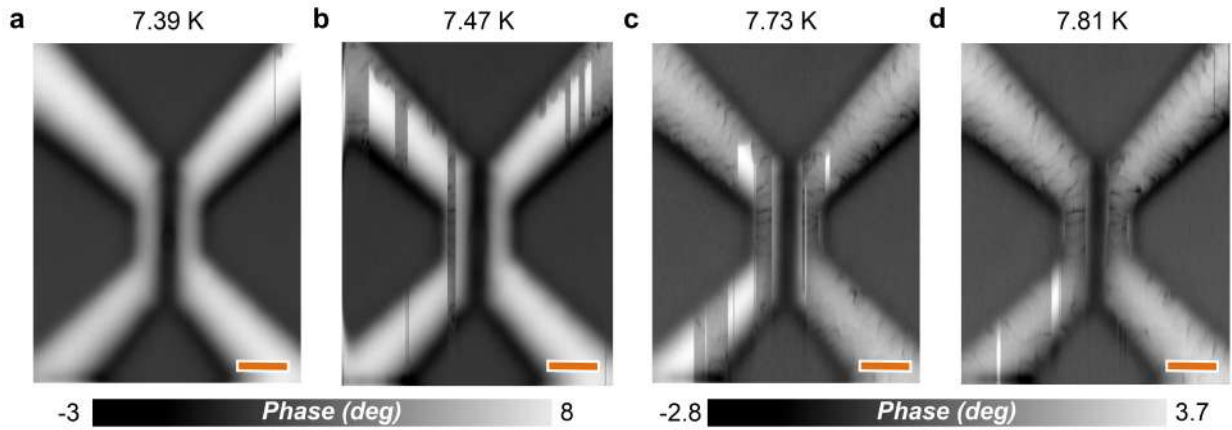


Рис. 5.8. MFM-изображения джозефсоновского контакта типа SNS при разных температурах: 7.39 К (а), 7.47 К (b), 7.73 К (с) и 7.81 К (d). Более светлый цвет соответствует диамагнитному отталкиванию сверхпроводящих электродов. Область слабой связи видна как вертикальная темная линия между электродами. Шкала соответствует 1 мкм.

направлении быстрого сканирования начинают появляться серые полосы. Внутри этих полос развивается рисунок, напоминающий чешую. При дальнейшем увеличении  $T$  до 7,73 К, рис. 5.8 (с), доля серого участка увеличивается и при  $T = 7,81$  К, на рис. 5.8 (d) она охватывает практически всю площадь электрода.

Для дальнейшего объяснения полученных экспериментальных данных, была исследована однородная ниобиевая пленка. На рис. 5.9 (а) представлена карта топографии поверхности размером  $3 \times 3$  мкм<sup>2</sup> пленки Nb толщиной 100 нм, измеренной при комнатной температуре с помощью атомно-силового микроскопа. На вставке с белой рамкой на рисунке показано увеличение скана областью  $0,5 \times 0,5$  мкм<sup>2</sup>. Видно, что пленка ниобия имеет зернистую структуру со средним радиусом зерен 20 - 50 нм. Хотя эти границы зерен могут служить центрами пиннинга AV, они носят лишь поверхностный характер и вряд ли будут препятствовать движению вихрей. Что еще более интересно, на скане видно, как мелкие зерна образуют более крупные кластеры со средним размером 100-300 нм. Периметры и узловые точки таких кластеров образуют уже объемные дефекты, которые могут служить прочными ловушками для пиннинга AV.

На рис. 5.9 (b,c) показаны фазовые карты MFM образца при температурах 4,03 К и 8,49 К соответственно. Данные измерения проводились в бесконтактном режиме (обычно на высоте 100 нм от поверхности образца) с использованием стандартного кантилевера с магнитным покрытием из Co/Cr, предваритель-

но намагниченным в вертикальном направлении, т.е. перпендикулярно пленке (подробности измерений см. в Главе 2, «Методы»). Кантилевер сканировал образец стандартным змейко-образным движением влево  $\leftrightarrow$  вправо, медленно двигаясь от нижнего к верхнему краю кадра. На рис. 5.9 (b) показана полученная MFM фазовая карта пленки Nb. Пленка была охлаждена ниже критической температуры в присутствии локального неоднородного магнитного поля иглы на расстоянии  $\sim 2$  мкм (field cooling - FC), что удовлетворяет условию создания одиночного вихря на площади скана  $3 \times 3$  мкм<sup>2</sup>. Черный/белый цвет шкалы на MFM-карте соответствуют отрицательным/положительным сдвигам фазы колебаний кантилевера, которые, в свою очередь, соответствуют силам притяжения/отталкивания, действующих на иглу. Поверхность пленки при этом отображается белым цветом из-за диамагнитного отталкивающего характера взаимодействия магнитной иглы и сверхпроводника, вызванного эффектом Мейсснера. Вихри Абрикосова при этом взаимодействуют с иглой с притягивающей силой, из-за чего выглядят как темные пятна.

На рис. 5.9 (c) показано изображение той же области при повышенной температуре  $T = 8,49$  К, что довольно близко к критической температуры сверхпроводимости  $T_c \sim 9,2$  К. Здесь общий тон изображения становится темнее, что указывает на дополнительную силу притяжения на кончик иглы. На этом сером фоне мы видим примечательный узор, похожий на «чешую», с темными краями нанометрового масштаба. Появление такого рисунка в виде чешуи напрямую связано с зернистой структурой пленки ниобия Nb. Хотя корреляция между рисунком «чешуи» на рис. 5.9 (c) и гофрировкой поверхности пленки (кластерной структурой) на рис. 5.9 (a) не очевидна, характерные размеры узора «чешуи» на MFM скане соизмеримы со размером кластеров зерен на AFM изображении. Таким образом, можно сделать вывод, что наблюдаемая структура типа «чешуи» может быть связана с объемными дефектами сверхпроводящей пленки.

На рисунках 5.9 (d-h) представлены эскизы топографии образца (d) и рис. 5.9 (e-h) эксперимента MFM. Тонкими черными линиями на рис. 5.9 (d) показаны зерна пленки Nb, черными толстыми линиями показаны края кластеров на рис. 5.9 (d-e). Во время MFM-измерений игла перемещается по поверхности сверхпроводящей пленки и магнитно взаимодействует с абрикосовским вихрем, который, в свою очередь, пиннингуется на дефектах и на границах кластеров



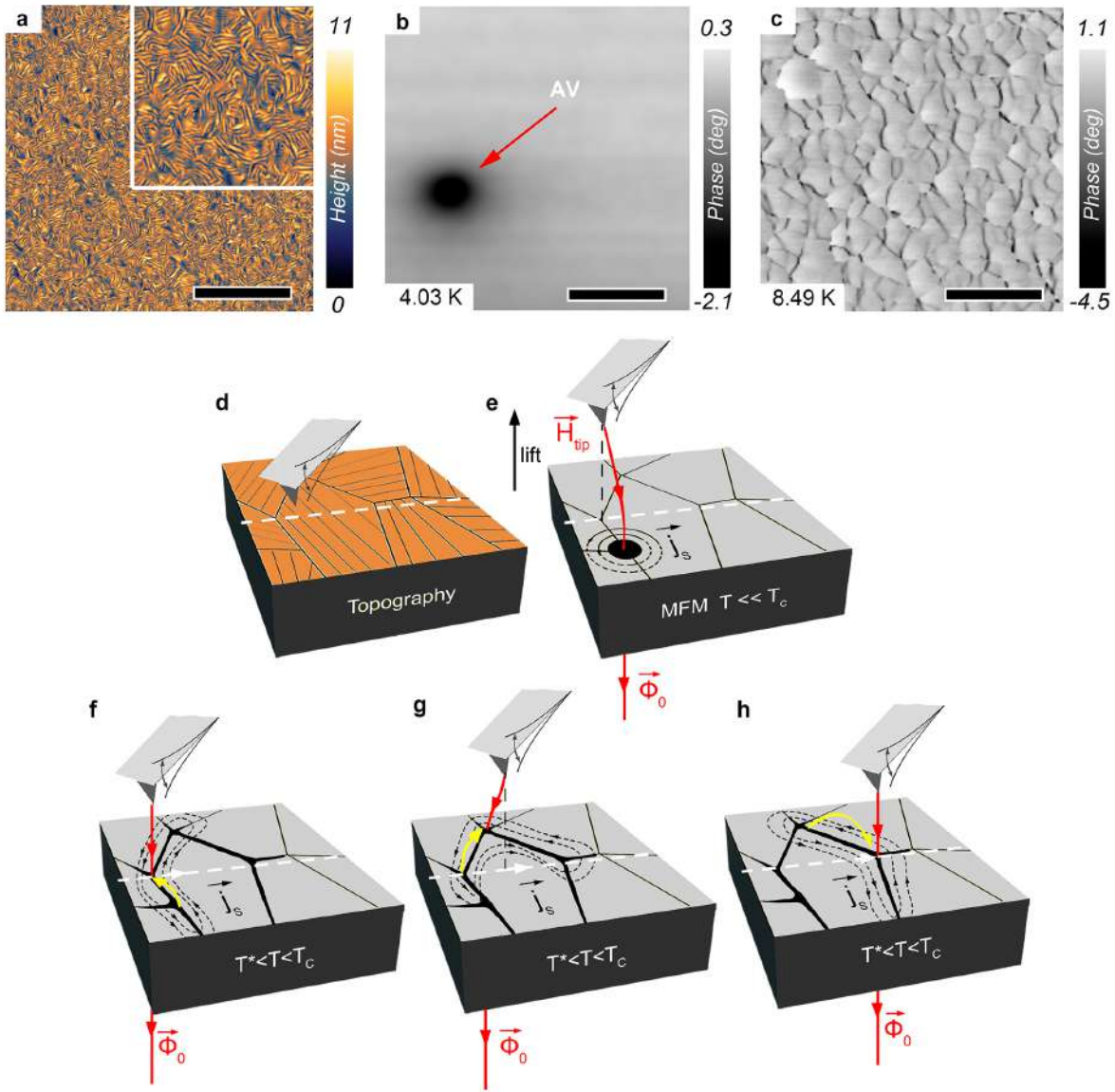


Рис. 5.9. AFM- и MFM-исследование пленки Nb: (a)  $3 \times 3 \text{ мкм}^2$  AFM-топография пленки Nb толщиной 100 нм. Вставка представляет собой увеличение  $0,5 \times 0,5 \text{ мкм}^2$  того же топографического снимка. На (b,c) показаны  $3 \times 3 \text{ мкм}^2$  MFM-сканы образца толщиной 100 нм при температурах  $T = 4,03$  и  $T = 8,49$  К соответственно. Черные масштабные шкалы соответствуют  $0,6 \text{ мкм}$ . На (d) показана схематическая иллюстрация топографии образца. Черные линии и точки на поверхности изображения соответствуют кристаллическим примесям и дефектам образца. (e) - Схематическое изображение процесса сканирования при низких температурах  $T \ll T_c$ . Сила пиннинга AV больше, чем сила взаимодействия между ним и кантилевером. (f-h) Отображение вихревого движения магнитной иглой в процессе сканирования. Стоит отметить, что этот процесс происходит при температурах, близких к критической  $T \lesssim T_c$ . При этих температурах сила пиннинга ослабевает и возникает вихревое состояние AJ.

зерен пленки. При температурах  $T \ll T_c$  (рис. 5.9 (e)) сила взаимодействия игла-вихрь меньше силы пиннинга вихря, что позволяет визуализировать одиночный AV.

При температурах близких к  $T_c$ , AV изменяет свою круглую форму за счет взаимодействия с дефектами и, вероятно, переходит в состояние вихря Джозефсона-Абрикосова (JAV) [149]. Это состояние возникает вследствие образования слабых связей вокруг топографических особенностей пленки и показано на рис. 5.9 (f-g) в виде сверхпроводящих токов замкнутого круга. Кроме того, при температурах выше некоторого значения  $T = T^*$ , близкого к  $T_c$ , сила притяжения игла-вихрь становилась больше силы пиннинга (см. рис. 5.10). В этом случае при сканировании поверхности игла увлекает за собой вихрь. Таким образом, можно получить доступ к общей (чистой) силе пиннинга с помощью MFM [148, 150, 151]. Интересно, что вихрь движется не сразу по траектории кантилевера, а обходит ее через сетку дефектов. Рис. 5.9 (f-g) демонстрируют возможный путь такого движения. В точках, где кантилевер находится на черных линиях, положения равновесия вихря совпадают с ним. Это позволяет обнаруживать объемные дефекты сверхпроводящих пленок.

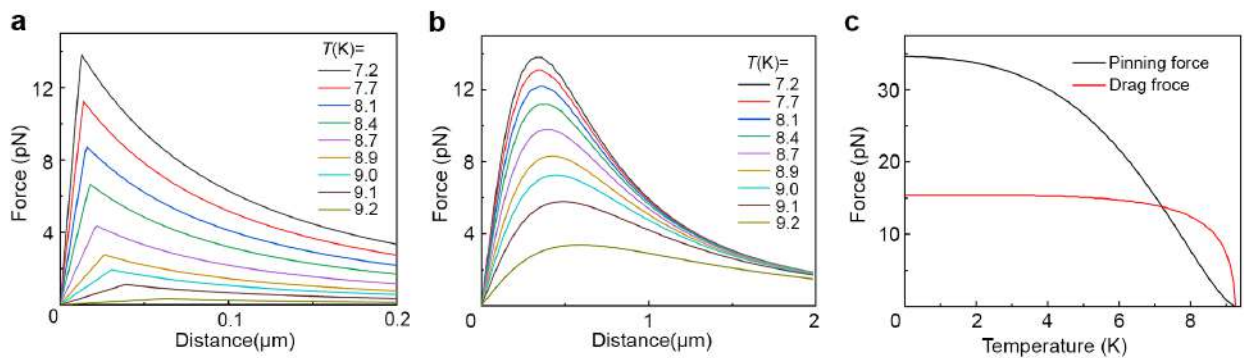


Рис. 5.10. Расчет сил взаимодействия при различных температурах. (a) - Зависимость силы пиннинга от расстояния между плоским дефектом и вихрем. (b) - Зависимость силы латерального взаимодействия игла-вихрь от расстояния между ними. (c) - Зависимость силы отрыва и силы пиннинга от температуры. Точка пересечения представляет собой температуру  $T^*$ , при которой возможна визуализация объемных дефектов.

Хотя на качественном уровне соотношение сил пиннинга и увлекающей силы может быть получено непосредственно из эксперимента, для лучшего понимания явления, происходящего в процессе сканирования, требуется более тщательный анализ. Для этого было численно смоделированы оба этих взаимодействия. На рис. 5.10 (a,b) показаны расчетные зависимости сил пиннинга и увлекающей силы от расстояния  $r$  между линейным дефектом/иглой и вихрем (вдоль пленки при фиксированной высоте кантилевера) для разных темпера-

тур. Расчеты были выполнены для параметров эксперимента. С одной стороны, видно, что сила пиннинга вихря имеет максимум на расстоянии, равном  $r = \xi(T)$  длине когерентности сверхпроводника [149]. С другой стороны, сила взаимодействия кончика иглы и вихря возрастает примерно линейно на малых расстояниях, что свидетельствует об упругом характере увлекающей силы с некоторой зависящей от температуры  $T$  жесткостью. Сила достигает максимума на критическом расстоянии  $r_c \simeq 300$  нм и начинает уменьшаться при дальнейшем увеличении расстояния. Если максимальная сила захвата больше, чем сила пиннинга, вихрь будет двигаться вслед за кончиком иглы. В противном случае вихрь оторвется от острия кантилевера выше критического расстояния  $r > r_c$ .

На рис. 5.10 (с) показаны расчетные температурные зависимости максимальной силы захвата (красный цвет) и силы пиннинга «ядра» вихря (черный цвет) при протяженном линейном дефекте. Оба обращаются в нуль при  $T \rightarrow T_c$ , но делают это по разному (вогнутые для пиннинга и выпуклые для силы захвата). Поэтому при малых  $T < T^*$  (температура пересечения двух кривых) вихрь должен следовать не за иглой, а при достаточно больших  $T > T^*$ , когда сила пиннинга становится меньше силы захвата, вихрь будет тянуться за кончиком иглы.

### 5.2.2. Обсуждение результатов

Из рис. 5.8 (b) видно, что серые полосы ориентированы по направлению быстрого сканирования (вертикальному направлению) и сосуществуют с яркими областями мейснеровского состояния. Поэтому соответствующую дополнительную силу притяжения на кончик иглы в области этих полос можно связать с наличием абрикосовского вихря. Вихрь создается полем иглы на краю электрода, а затем увлекается иглой, что приводит к появлению серых полос.

При более высоких значениях  $T$ , рис. 5.8 (d), ситуация обратная. Здесь на общем сером фоне видны две яркие полосы в направлении быстрого сканирования. Такие яркие полосы можно отнести к случаям, когда вихрь отрывается от иглы на краю и, следовательно, игла начинает испытывать сильное отталкивание от электрода в мейснеровском состоянии. Сосуществование светлых и темных полос на рис. 5.8 (b-d) ясно показывает, что во всех этих случаях экра-

нирование в мейснеровском (безвихревом) состоянии остается сильным, и что темные полосы действительно вызваны дополнительной силой притяжения от вихря вблизи кончика кантилевера.

Тщательный осмотр рис. 5.8 (b-d) указывает на то, что темные линии в узоры чешуи остаются фиксированными и не меняются при изменении температуры  $T$ . Следовательно, эта картина отражает внутренние свойства сверхпроводника. Кроме того, можно заметить, что эти дефекты простирались на всю ширину электродов. На этих дефектах усиливается сила пиннинга, что приводит к аналогичному усилению силы упругого притяжения на острие кантилевера. Предполагается, что, в отличие от сплошной пленки, в устройстве дефекты создаются не только границами зерен, но также в результате дефектов, возникающих в процессе изготовления. Эти дефекты скорее можно назвать трещинами. Таким образом, демонстрируется способность SPFM методики обнаруживать различные типы объемных дефектов.

Если сила пиннинга больше, чем максимальная тянущая сила, см. рис. 5.10, вихрь может оторваться от кончика иглы. Это наблюдается при промежуточных  $T$  на рис. 5.8 (b) (короткие отрезки серых полосок по верхним краям, не выступающие за весь электрод). При более высоких температурах  $T$ , когда сила пиннинга мала, см. рис. 5.10 (c), вихрь волочится острием иглы по образцу. Поскольку в этом случае вихрь прочно и упруго взаимодействует с иглой, избыточная сила пиннинга на вихре также передается непосредственно на иглу кантилевера.

Сдвиг фазы колебаний кантилевера в бесконтактном режиме пропорционален эффективной диссипации энергии [152]. Когда в процессе сканирования игла протаскивает вихрь через дефекты, играющие роль центров пиннинга, на кантилевер действует дополнительная сила, возникающая от взаимодействия с запиннигованном на дефекте вихрем. В конечном итоге это приводит к диссипации энергии, которая проявляется в виде резких провалов фазы на картах MFM. Поэтому этот новый набор методов визуализации объемных дефектов в сверхпроводниках можно назвать сканирующей силовой микроскопией с помощью пиннинга SPFM.

Образец узора, обнаруженного с помощью SPFM, представляет собой сеть плоских дефектов в пленке. Латеральная ширина таких дефектов составляет

от 70 до 100 нм для пленки с  $d = 240$  нм и может быть в пределах 20-30 нм для более тонких пленок. Однако пространственное разрешение SPFM не ограничено шириной в полуминимуме. Действительно, реальные положения изолированных линейных дефектов, соответствующих центрам минимумов фаз, могут быть определены с точностью  $\sim 1$  нм. Это демонстрирует действительно наномасштабное разрешение метода SPFM.

### 5.3. Заключение

В заключение данной главы, был разработан метод измерения локальных магнитных полей на основе планарного SNS контакта. Была исследована зависимость электронных свойств джозефсоновского контакта в зависимости от положения магнитного кантилевера МСМ. Построение пространственной карты зависимости падения напряжения на контакте позволяет восстановить профиль магнитного поля иглы, а также вычислить её эффективный магнитный заряд. Был также представлен новый метод сканирующей силовой микроскопии, основанный на протаскивании и пиннинге одиночного абрикосовского вихря иглой магнитно-силового микроскопа. Взаимодействие движущегося вихря с дефектами приводит к дополнительной силе, действующей на иглу. Поскольку вихрь проходит через всю толщину сверхпроводника, он позволяет исследовать непосредственно объемный потенциал пиннинга. Также демонстрируется, что этот метод позволяет визуализировать плоские дефекты в сверхпроводящих пленках и устройствах с нанометровым разрешением и большим полем сканирования. Это открывает новые возможности для детальной объемной и при этом неразрушающей характеристики сверхпроводников.

## Глава 6

# Нелокальная дальнедействующая синхронизация планарных массивов джозефсоновских контактов

В данной главе приведены исследования массивов планарных ниобиевых джозефсоновских контактов с контактами к промежуточным электродам, которые позволяют измерять отдельные контакты и, таким образом, дают представление о сложной динамике массива. Мы наблюдаем сильную фазовую синхронизацию этих массивов, несмотря на значительное расстояние между контактами. Сообщается о нескольких необычных явлениях, таких как бистабильный критический ток с возвратной сверхпроводимостью при переключении близлежащих контактов и смещенные по напряжению ступеньки Шапиро, возникающие при смешении частот внешнего радиочастотного излучения и внутренней частотой Джозефсона в близлежащих джозефсоновских контактах. Результаты этой главы показывают удивительно сильное и дальнедействующее взаимодействие между контактами. Это объясняется нелокальностью электродинамики планарных контактов, вызванной дальним распространением электромагнитных полей. Нелокальность значительно усиливает высокочастотную межконтактную связь и делает возможной крупномасштабную синхронизацию. В связи с этим, можно заключить, что планарная геометрия выгодна для реализации когерентной джозефсоновской электроники.

Здесь исследуются массивы плоских ниобиевых JJ с доступом к промежуточным электродам. Это облегчает анализ отдельных PJJ и небольших групп контактов. Наблюдается устойчивая синхронизация массивов по току, приводящая к прямому умножению считываемого напряжения  $I_c R_n$ . Мы сообщаем о сильном динамическом перекрестном влиянии между JJ: JJ взаимно влияют на напряжения и критические токи друг друга. Большие межконтактные токи приводят к необычному поведению с бистабильным током  $I_c$  и возвратной сверхпроводимостью; и к образованию смещенных по напряжению ступеней Шапиро, соответствующих смешению частот внешнего радиочастотного из-

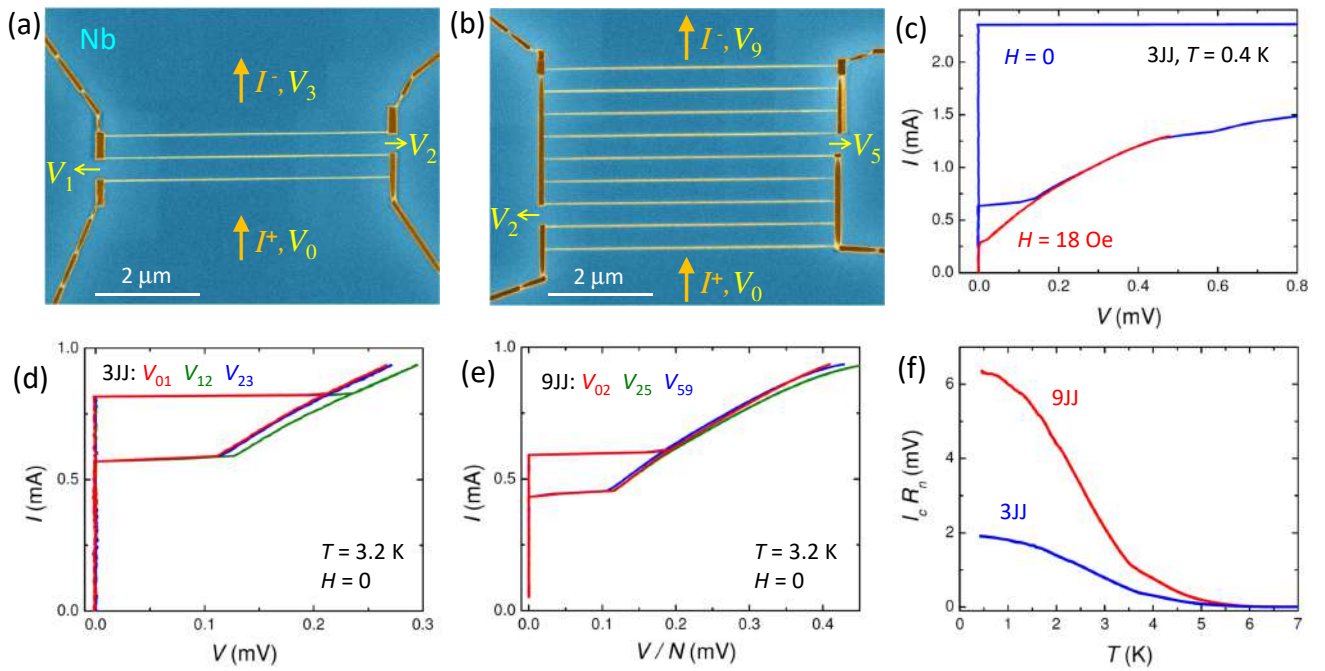


Рис. 6.1. (a) и (b) SEM-изображения двух исследованных массивов с (a) тремя и (b) девятью плоскими ниобиевыми JJ (в ложном цвете). Каждый массив имеет два дополнительных контакта к промежуточным электродам, отмеченным стрелками слева и справа от массива. (c) Вольт-амперные характеристики  $I(V)$  при  $T = 0,4$  К для одного из JJ в массиве 3JJ в нулевом (синяя кривая) и сильном (красная кривая) магнитных полях. (d) и (e) -  $I(V)$  характеристики (d) отдельных JJ в массиве 3JJ и (e) трех групп массива из девяти JJ (9JJ), нормированные по количеству JJ,  $N$ , в каждой из групп. (f) Температурные зависимости полного напряжения  $I_c R_n$  для обоих массивов. При этом хорошо заметно умножение считываемого напряжения.

лучения и внутренних джозефсоновских колебаний. Представленные в данной главе результаты показывают удивительно сильную связь между JJ, несмотря на значительное ( $\gg \lambda_L$ ) расстояние между контактами. Это объясняется нелокальной электродинамикой плоских JJ, способствующей прямой далекодействующей связи. В итоге можно сделать вывод, что планарная геометрия выгодна для создания крупномасштабной фазокогерентной джозефсоновской электроники.

## 6.1. Электронно-транспортные измерения массивов джозефсоновских контактов

На рисунках 6.1 (a) и (b) представлены изображения исследуемых массивов джозефсоновских контактов, полученных с помощью сканирующего элект-

тронного микроскопа (SEM). Планарные JJ переменной толщины изготавливаются путем травления сфокусированным галиевым ( $\text{Ga}^+$ ) ионным пучком (FIB) пленки Nb толщиной 70 нм. JJ можно увидеть в виде горизонтальных линий на изображениях SEM. Массив 3JJ (а) содержит три, а массив 9JJ (b) — девять JJ. Ширина JJ составляет  $W \simeq 5$  мкм, а расстояние между контактами  $L \simeq 0,5$  мкм. Нумеруем JJ снизу вверх:  $\text{JJ}_1, \text{JJ}_2, \text{JJ}_3, \dots$ . Процедура изготовления образцов описана в главе методик, и аналогично процессу изготовления из работ [30, 34, 153], с тем отличием, что здесь мы используем лишь одну пленку Nb вместо двух слоев. Это позволяет существенно повысить характерное напряжение  $I_c R_n$  ( $R_n$  — сопротивление квазичастиц), которое при низких температурах достигает  $\sim 0,7$  мВ. Это видно из синих ВАХ  $I(V)$  на рис. 6.1 (с), полученных при низких  $T$  и при нулевом поле для одного из JJ в массиве трёх контактов 3JJ. JJ имеют передемпфирующие характеристики с избыточным током, характерные для слабых связей типа сужения [136, 154]. Это видно из красных  $I(V)$  на рис. 6.1 (с), полученных при сильном поле с максимально подавленным критическим током  $I_c$ . При большом смещении  $I(V)$  становятся нелинейными, предположительно из-за резистивного (поточного) вклада электродов Nb [155]. Чтобы избежать возможной двусмысленности,  $R_n$  определяется из линейной части ВАХ  $I(V)$  с низким смещением. Измерения проводятся в криостате замкнутого цикла. Магнитное поле прикладывается перпендикулярно электродам Nb.

Планарная геометрия облегчает доступ к промежуточным электродам. Исследуемые массивы имеют два дополнительных контакта, отмеченных стрелками влево и вправо на рис. 6.1 (а) и (b). JJ смещаются последовательно от нижнего,  $I^+$ , к верхнему,  $I^-$ , электроду. Напряжения измеряются одновременно между всеми контактами. Для массива 3JJ можно независимо измерить каждый JJ:  $V_{JJ_1} = V_0 - V_1$ ,  $V_{JJ_2} = V_1 - V_2$ ,  $V_{JJ_3} = V_2 - V_3$ , как показано на рис. 6.1 (d).

Для массива 9JJ можно измерить нижнюю секцию, содержащую  $\text{JJ}_1, \text{JJ}_2$ :  $V_{02} = V_0 - V_2$ , среднюю секцию с тремя  $\text{JJ}_3\text{-JJ}_5$ :  $V_{25} = V_2 - V_5$ , и верхнюю секцию с четырьмя JJ 6-9:  $V_{59} = V_5 - V_9$ . На рис. 6.1 (e) показаны соответствующие  $I(V)$ , нормализованные по количеству JJ,  $N$ , в каждой группе. Из рис. 6.1 (d) и (e) видно, что PJJ имеют схожие характеристики, демонстрируя хорошую



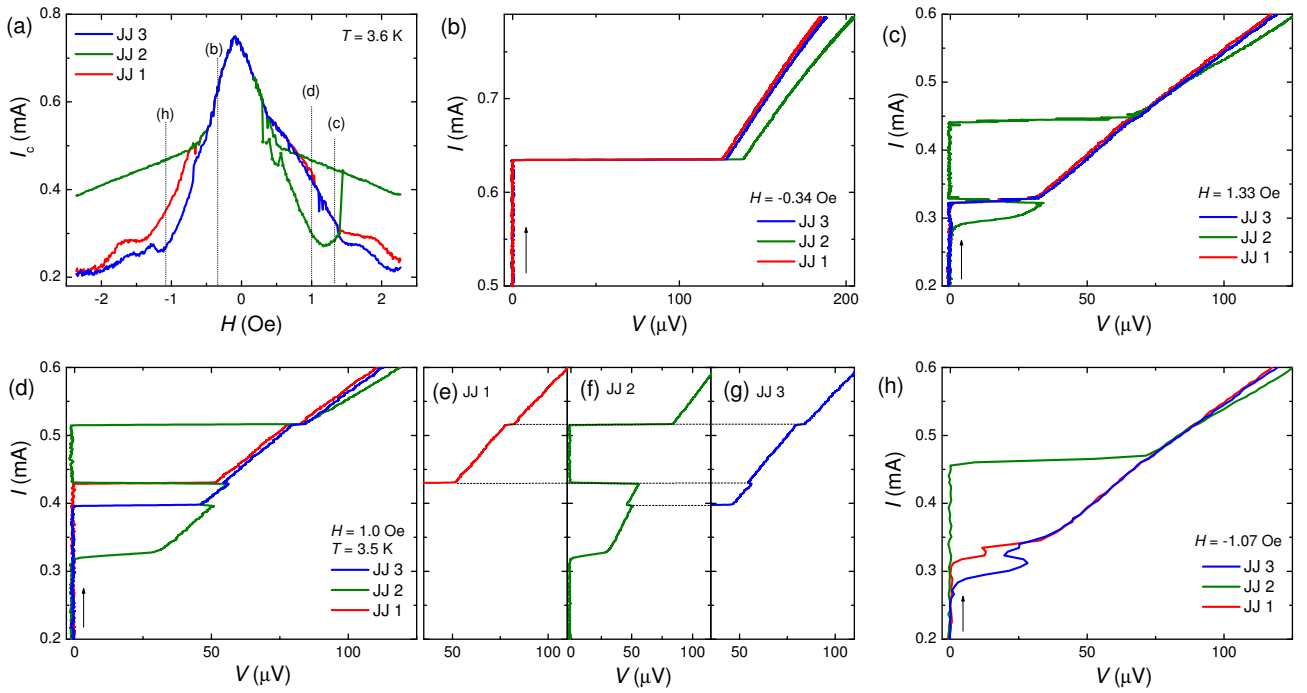


Рис. 6.2. (а) Зависимости критических (коммутационных) токов JJ в массиве 3JJ от магнитного поля. Видно четкое замыкание всех JJ по току при  $-0,5 \text{ Э} \lesssim H \lesssim 0,5 \text{ Э}$ . Бистабильная область  $I_c$  возникает при  $0,5 \text{ Э} \lesssim H \lesssim 1,5 \text{ Э}$ . Панели (b-h) показывают  $I(V)$ s JJs в четырех магнитных полях, отмеченных вертикальными пунктирными линиями в (а). Панель (b) показывает текущее заблокированное состояние на малых полях. (c) Соответствует захвату тока и напряжения в JJ<sub>1</sub> и JJ<sub>3</sub> и бистабильному состоянию в JJ<sub>2</sub>. Панели (d-g) показывают другое метастабильное состояние с возвратной сверхпроводимостью в JJ<sub>2</sub>. Вставки (e-g) демонстрируют сильные динамические перекрестные помехи между JJ в резистивном состоянии. Панель (h) иллюстрирует возникновение сильного взаимного взаимодействия между крайними JJ<sub>1</sub> и JJ<sub>3</sub>, что приводит к надежной фиксации напряжения в динамическом состоянии.

воспроизводимость процедуры изготовления образцов. На рис. 6.1 (e) показаны температурные зависимости суммарного  $I_c R_n$  при  $H = 0$  для обоих массивов.

Эффект умножения напряжения считывания массива отчетливо виден, когда  $I_c R_n$  достигает 2 мВ для массива 3JJ и более 6 мВ для массива 9JJ.

### 6.1.1. Рассинхронизация контактов с помощью магнитного поля

Из рис. 6.1 (d) и (f) видно, что  $I_c$  JJ в каждом массиве идентичны. Чтобы понять, вызвана ли такая блокировка тока синхронизацией или просто совпадением, мы проводим расстраивание JJ с помощью магнитного поля. В отличие от традиционных SJJ с перекрытием, эффективная площадь квантования магнит-

ного потока  $A$  планарных JJ определяется длиной и шириной электродов [30, 35, 36]. Для внутренних JJ с такими же узкими  $L < W$  электродами,  $A = LW/2$ . Для внешних контактов с разнородными электродами  $A = [W^2/1.8 + WL/2]/2$  [30]. В результате поле квантования потока  $\Delta H = \Phi_0/A$  для внутренних JJ примерно в 6 раз больше, чем у крайних JJ, т.е. внутренние JJ в шесть раз менее чувствительны к магнитному полю. Это позволяет выполнять рассинхронизацию по магнитному полю. На рисунке 6.2 (а) показана зависимость  $I_c(H)$  для каждого JJ в массиве 3JJ. В диапазоне  $-0,5 \text{ Э} \lesssim H \lesssim 0,5 \text{ Э}$  хорошо видна синхронизация по току всех JJ, за которым следует частичная синхронизация двух JJ и рассинхронизованные состояния при более высоких полях.

### 6.1.2. Бистабильный возвратный критический ток

Как было подчеркнуто выше, фазовая синхронизация по существу является динамическим явлением. Следовательно, фиксация по току не может быть чисто статической. Чтобы получить представление о процессе синхронизации, необходимо проанализировать  $I(V)$  отдельных PJJ. Рис. 6.2 (b-f) показывают измерения при четырех магнитных полях, обозначенных вертикальными линиями на рис. 6.2 (а). Рис. 6.2 (b) соответствует состоянию синхронизации тока при малом поле. Несмотря на это, PJJ не синхронизируется по напряжению в резистивном состоянии. Синхронизации мешает немного более высокое значение  $R_n$  JJ<sub>2</sub>.

На рис. 6.2 (c) показан случай с частичной синхронизацией в более высоком поле. Здесь внешние JJ<sub>1</sub> и JJ<sub>3</sub> синхронизированы как по току, так и по напряжению, но внутренний JJ<sub>2</sub> демонстрирует примечательное бистабильное поведение с возвратной сверхпроводимостью. Когда JJ<sub>1</sub> и JJ<sub>3</sub> находятся в сверхпроводящем состоянии, JJ<sub>2</sub> он имеет низкий критический ток  $I_c \simeq 0,28 \text{ мА}$ . Однако при переходе контактов JJ<sub>1</sub> и JJ<sub>3</sub> в резистивное состояние, JJ<sub>2</sub> приобретает значительно более высокий критический ток  $I_c^* \simeq 0,45 \text{ мА}$  и возвращается обратно в сверхпроводящее состояние. Когда же JJ<sub>2</sub> переходит в резистивное состояние при  $I > I_c^*$ , все PJJ синхронизируются по напряжению до  $I \simeq 0,5 \text{ мА}$ , при котором JJ<sub>2</sub> возвращается к своему более высокому  $R_n$ .

На рис. 6.2 (d) представлен случай без синхронизации по току при  $V = 0$ . Здесь JJ имеют разные  $I_c$  и переключаются один за другим. Это позволяет

четко наблюдать за динамическим перекрестным взаимодействием между JJ. Панели (например, g) показывают отдельные  $I(V)$ . Сначала JJ<sub>2</sub> переключается при  $I \simeq 0,32$  мА. Когда следует JJ<sub>3</sub> при  $I \simeq 0,4$  мА, JJ<sub>2</sub> и JJ<sub>3</sub> жестко замыкаются по напряжению, что сопровождается резким падением напряжения в JJ<sub>2</sub>. Однако, когда JJ<sub>1</sub> переключается при  $I \simeq 0,43$  мА, JJ<sub>2</sub> возвращается в сверхпроводящее состояние с  $V = 0$ , а JJ<sub>1</sub> и JJ<sub>3</sub> становятся (почти) синхронизованными по напряжению, что сопровождается резким снижением напряжения в JJ<sub>3</sub>. Наконец, при  $I \simeq 0,52$  мА JJ<sub>2</sub> возвращается в резистивное состояние с последующими скачками напряжения JJ<sub>1</sub> и JJ<sub>3</sub>. Таким образом, переключение одного JJ влияет как на напряжение  $V$ , так и на критический ток  $I_c$  всех остальных JJ, а не только на ближайших соседей. Рис. 6.2 (h) демонстрирует, что даже крайние JJ<sub>1</sub> и JJ<sub>3</sub>, которые не имеют общих электродов, демонстрируют сильное динамическое перекрестное взаимодействие. Здесь JJ<sub>3</sub> переключается первым при  $I \simeq 0,28$  мА. Когда ток через JJ<sub>1</sub> достигает значения  $I \simeq 0,31$  мА, напряжения на обоих JJ<sub>1</sub> и JJ<sub>3</sub> подстраиваются, хотя они и не являются непосредственными соседями. После этого JJ<sub>1</sub> и JJ<sub>3</sub> становятся надежно синхронизованными по напряжению в широком диапазоне токов.

На рисунке 6.3 показаны аналогичные данные для массива 9JJ. Панель (a) показывает зависимость  $I_c(H)$  для трех секций массива. Общее поведение аналогично массиву 3JJ с четкой синхронизацией тока в центральной области, как показано на панели (b). Диапазон синхронизации аналогичен массиву 3JJ, несмотря на то, что размер массива в три раза больше. Это свидетельствует о дальнедействующем характере взаимодействия планарных JJ. Как видно из рис. 6.3 (c-e). Таким образом, мы можем измерить зависимость  $I_c(H)$  всех отдельных JJ, как показано на рис. 6.3 (f). Он показывает различные области как глобальной, так и частичной синхронизации по току JJ в массиве. Этот массив также демонстрирует некоторое бистабильное поведение критического тока, как видно из рис. 6.3 (c).

Из рис. 6.2 (d-g) видно, что изменения напряжения при входе JJ в состояние синхронизации по напряжению и выходе из него происходят скачкообразно. Как обсуждалось в работе [136], это признак фазовой синхронизации. Подстройка  $I(V)$  при синхронизации вызвана появлением избыточных постоянных токов, по происхождению сходных со ступенями Шапиро. Ступени Шапиро обуслов-

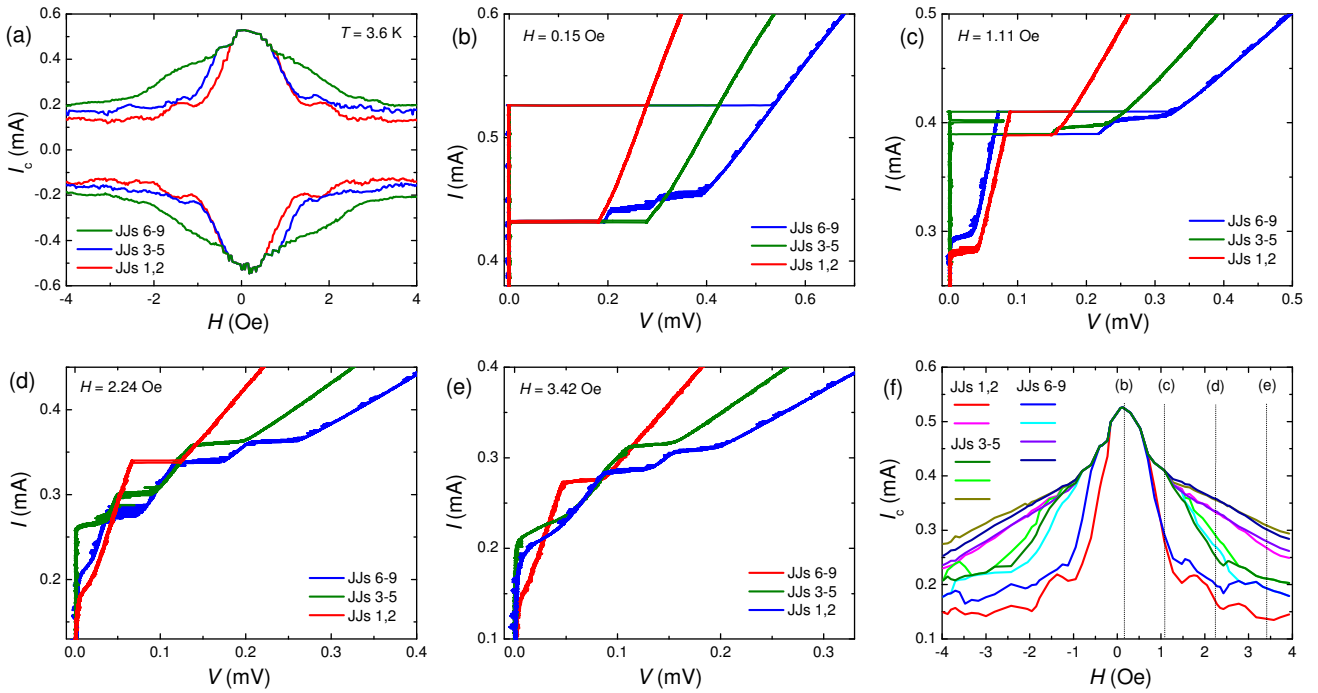


Рис. 6.3. (а).  $I_c(H)$  зависимость трёх секций массива 9JJ. (b-e)  $I(V)$  секций массива при четырех значениях магнитного поля, указанных в (f) вертикальными пунктирными линиями. (f) -  $I_c(H)$  зависимость каждого из JJ в массиве 9JJ, выведенная непосредственно из измерений ВАХ  $I(V)$ s.

лены выпрямлением внутренних колебаний сверхтока при фазовой синхронизации контакта с внешним ВЧ-сигналом [3]. Даже крошечная расфазировка разрушает шаг, что является причиной чрезвычайной точности джозефсоновского эталона вольты. При синхронизации массива происходит синхронизация по фазе между внутренними джозефсоновскими колебаниями в одном JJ с наведенными ВЧ-токами из другого JJ. Резкость скачков напряжения в этом случае также является следствием чрезвычайной чувствительности сверхточного выпрямления к расфазировке и, следовательно, является признаком фазовой синхронизации.

### 6.1.3. ВЧ отклик со смещенными по напряжению ступеньками Шапиро

Описанное выше динамическое перекрестное взаимодействие является основным свидетельством сильной взаимной связи: РJJ в динамическом состоянии влияет на все другие РJJ в массиве. Это означает, что джозефсоновские колебания от одного РJJ индуцируют значительные переменные токи в дру-

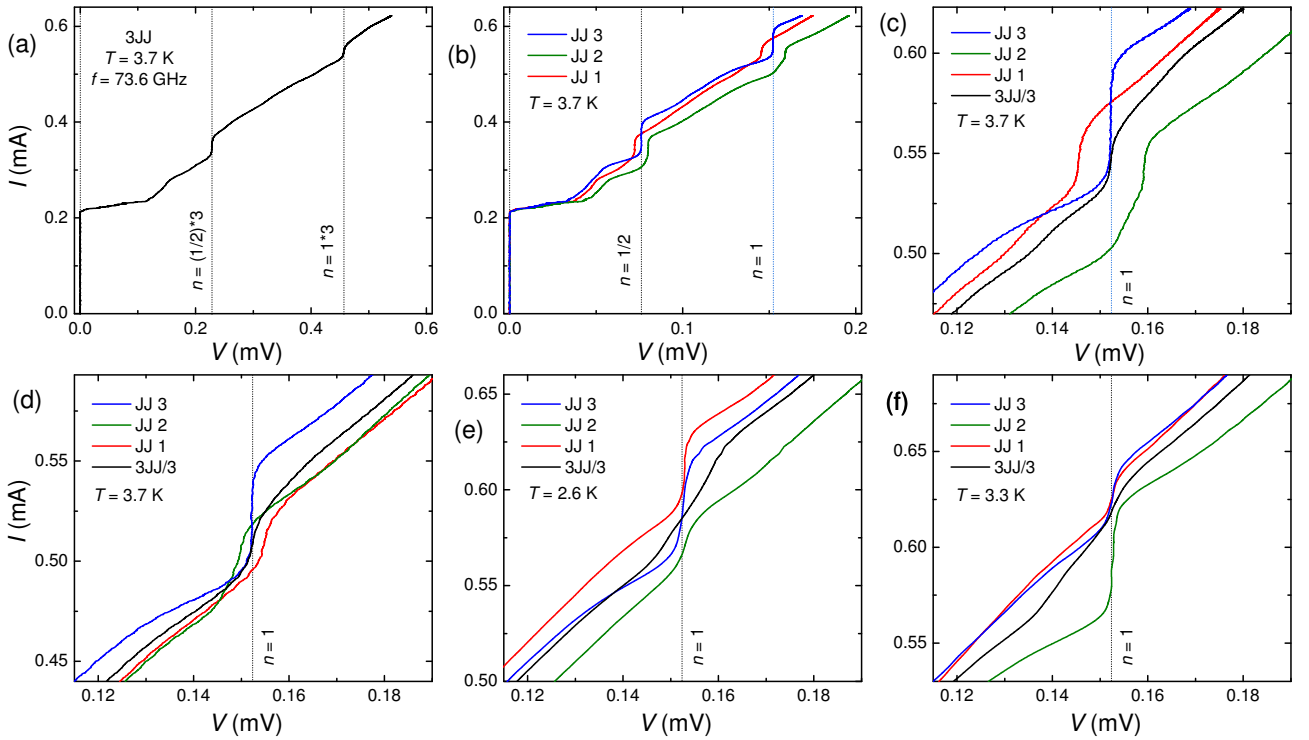


Рис. 6.4. (a) ВАХи  $I(V)$  массива 3JJ, облученного на частоте  $f_{RF} = 73,6$  ГГц. Гигантские шаги Шапиро видны при  $n = 1$  и  $n = 1/2$ . (b)  $I(V)$  отдельных JJ. (c) Увеличенный масштаб области со ступенькой при  $n = 1$ . Видно, что только JJ<sub>3</sub> имеет правильную ступеньку Шапиро, а в JJ<sub>1</sub> и JJ<sub>2</sub> ступеньки появляются при «неправильных» напряжениях, соответствующих смещению частот с джозефсоновскими колебаниями. Это свидетельствует о наличии больших наведенных высокочастотных токов от соседних контактов. На панели (d) представлен случай, аналогичный (c), но с немного большей ВЧ-мощностью. Видно, что разница напряжений между JJ<sub>1</sub> и JJ<sub>3</sub> меньше, чем на (c). Панели (e) и (f) представляют разные несинхронизированные состояния при меньшей температуре  $T$ . Здесь нет гигантских ступеней в общей  $I(V)$  (черные кривые), но каждый JJ имеет обычную «правильную» ступеньку Шапиро, хотя и с существенно неравными амплитудами.

гих JJ. Эти токи частично выпрямляются, что облегчает синхронизацию по напряжению разнородных JJ. Технически это похоже на формирование ступеней Шапиро под действием внешнего радиочастотного излучения. Чтобы проверить этот сценарий, был изучен радиочастотный отклик массивов JJ. Радиочастотный сигнал от умножителя частоты подается на массивы JJ квазиоптическим способом через окно оптического криостата.

На рис. 6.4 (a-c) показаны  $I(V)$  массива 3JJ, облученного  $f_{RF} \simeq 73,6$  ГГц при  $T = 3,7$  К. На рис. 6.2 (b) показаны  $I(V)$  без ВЧ для аналогичных условий. Ожидается, что гигантские ступени Шапиро должны появиться в синхронизированном состоянии при  $V_n = nN(hf/2e)$ , где  $N$  — количество джозефсо-

новских контактов, а  $n$  — номер ступеньки Шапиро [156, 157]. Действительно, пунктирные линии на рис. 6.4 (а) указывают на хорошо развитые гигантские ступени при целом,  $n = 1$ , и полуцелом,  $n = 1/2$  значениях. Субгармонические ступеньки вызваны несинусоидальным соотношением тока и фазы в сужениях JJ [158]. Может показаться, что JJ синхронизируются на гигантских шагах Шапиро. Однако  $I(V)$  отдельных JJ, показанные на рис. 6.4 (b,c) демонстрируют, что это не так. Примечательно, что хотя шапироподобные ступеньки хорошо видны в каждом JJ, они при этом имеют разное напряжение. Это более очевидно из рис. 6.4 (с), на котором крупным планом показана ступень при  $n = 1$ . Видно, что только JJ<sub>3</sub> имеет правильную ступеньку Шапиро при  $V_1 = hf_{RF}/2e$ , а в JJ<sub>1</sub> и JJ<sub>2</sub> ступеньки появляются при «неправильных» напряжениях  $V_1 - \delta V$  и  $V_1 + \delta V$  с  $\delta V \simeq 6,9 \mu V$ . На рис. 6.4 (d) показано аналогичное состояние при немного более высокой мощности ВЧ. Здесь  $\delta V \simeq 2,6 \mu V$  стало меньше, указывая на то, что ВЧ-мощность пытается синхронизировать JJ, но без особого успеха в силу разных свойств контактов. Наконец, на рис. 6.4 (е) и (f) показаны два несинхронизированных состояния при более низкой температуре  $T$ . Здесь нет гигантских скачков в габаритных  $I(V)$  (черные линии), однако каждый JJ имеет обычную ступеньку Шапиро при правильном напряжении.

Отметим, что во всех показанных случаях на рис. 6.4 (с-f), амплитуды ступенек значительно различаются между PJJ. Например, на рис. 6.4 (с) и (d) шаг большой в JJ<sub>3</sub> и малый в JJ<sub>1</sub> и JJ<sub>2</sub>; на рис. 6.4 (е) он большой в JJ<sub>3</sub> и JJ<sub>1</sub> и малый в JJ<sub>2</sub>; в (f) он большой в JJ<sub>2</sub> и маленький в JJ<sub>1</sub> и JJ<sub>3</sub>. Такая вариация удивительна потому, что расстояние между PJJ намного меньше, чем длина волны ВЧ излучения  $\sim 4$  мм. Следовательно, JJ испытывают одинаковую амплитуду входящего ВЧ-излучения. Кроме того, нельзя сказать, что какой-то конкретный JJ плохо реагирует на ВЧ излучение, потому что большие скачки можно увидеть во всех PJJ. Таким образом, наблюдаемая неожиданно большая вариация амплитуд ступеней Шапиро указывает на то, что на отклик контакта влияют близлежащие PJJ в такой же степени, как и внешняя радиочастотная мощность.

Появление смещенных по напряжению ступенек Шапиро, рис. 6.4 (с) и (d), дает одновременно наиболее явное свидетельство для существования дополнительных высокочастотных токов, индуцированных самими PJJ. Симметричное

расположение этих ступенек в  $JJ_1$  и  $JJ_2$  относительно правильного (при напряжениях  $V_n = nN(hf/2e)$ ) шага Шапиро в  $JJ_3$  означает, что смещенные по напряжению («неправильные») ступеньки связаны со смешиванием компонентов с частотой  $\delta f = f_3 - f_1 = f_2 - f_3$ , где  $f_i$  — джозефсоновская частота в  $JJ_i$ , так, что  $f_3 = f_{RF}$ ,  $f_1 = f_{RF} - \delta f$  и  $f_2 = f_{RF} + \delta f$ . В результате, при правильном напряжении появляются гигантские ступени в суммарной  $I(V)$  (см. черные кривые на рисунках 6.4 (с) и (d)), но в то же время это не означает напрямую синхронизацию массива контактов.

Для массива 9JJ также наблюдались ступеньки, индуцированные ВЧ излучением, но амплитуды гигантских ступеней были значительно меньше. Таким образом, внешняя радиочастотная мощность не была эффективной для синхронизации РJJ в исследуемых массивах. Это произошло не из-за недостаточной мощности ВЧ (она была достаточно высокой, чтобы полностью погасить критические токи). Одна из возможных причин заключается в том, что РJJ в массивах имеют тенденцию синхронизироваться в противофазном режиме [159, 160], что противоречит синфазному порядку, налагаемому ВЧ-излучением. Другая причина заключается в ошеломляющих эффектах смешения частот, которые вводят в систему гораздо большее число степеней свободы. Ранее в работе [136] наблюдалось появление ступенек Шапиро на частоте биений в двухконтактном случае. Возможной причиной появления смещенных по напряжению ступенек в исследуемых массивах могло быть так называемое «смешение с усилением», которое может происходить в передемпфированных JJ [136]. Это явление усиливает низкочастотные компоненты смешения  $f \ll I_c R_n / 2he$  из-за большого дифференциального сопротивления  $dV/dI$  в  $I(V)$  передемпфированных JJ при  $V \ll I_c R_n$ . Это может приводить к большой амплитуде низкочастотных составляющих биений с  $\delta f \simeq 3,3$  и  $1,3$  ГГц в случаях рис. 6.4 (с) и (d) соответственно.

## 6.2. Обсуждение результатов

Было показано, что возможность измерения  $I(V)$  отдельных РJJ играет важную роль для понимания сложной динамики массива контактов во время фазовой синхронизации. Как видно из рис. 6.2 (с) и (d), происходит синхронизация по напряжению, несмотря на большее  $R_n$  в  $JJ_2$ . Это должно от части про-

исходить из-за переменных токов, индуцируемых соседними РJJ. Выпрямление таких токов сдвигает ВАХ  $I(V)$  по механизму, аналогичному образованию ступеней Шапиро. Поэтому для оценки амплитуды индуцированных переменных токов мы сравниваем сдвиг тока  $\Delta I$ , необходимый для синхронизации по напряжению, с текущим размером ступеней Шапиро. Поскольку выпрямленный постоянный ток на ступени Шапиро изменяется от отрицательного к положительному вдоль шага, максимальный выпрямленный ток составляет половину полного размера ступеньки Шапиро.

Из сравнения рис. 6.2 (а) и 6.4 (а) следует, что радиочастотное излучение подавляет  $I_c$  до  $\lesssim 0,3 I_{c0}$  ( $I_{c0}$  является невозмущенным значением). Это соответствует ВЧ-токам  $I_{RF} \sim I_{c0}$  [3]. С другой стороны, из рис. 6.2 (с) видно, что для синхронизации напряжения JJ-2 требуется сдвиг постоянного тока  $\Delta I \simeq 20 \mu\text{A}$  при  $V \simeq 75 \mu\text{V}$ . Похожий сдвиг виден на рис. 6.2 (f) при синхронизации напряжения JJ<sub>2</sub> и JJ<sub>3</sub> при  $I \simeq 0,4 \text{ mA}$ . Такая  $\Delta I$  составляет около 50% половины размера ступеньки Шапиро при  $n = 1/2$ , которая возникает при аналогичных напряжениях, см. рис. 6.4 (а). Следовательно, переменный ток, индуцированный соседними контактами, примерно равен  $\sim 0,5 I_{c0}$ . Поскольку амплитуда джозефсоновских колебаний равна  $I_{c0}$ , переменный ток уменьшается только вдвое. Это довольно удивительно, учитывая, что расстояние между РJJ (500 нм) значительно больше, чем  $\lambda_L$ , и больше, чем перловская длина [34]. Для сравнения, аналогичный диапазон токовой синхронизации в SJJ можно было наблюдать только при расстоянии между JJ равном  $\sim 10 \text{ нм} \ll \lambda_L$  [31–33, 63]. Кроме того, диапазон синхронизации тока для массивов 3JJ и 9JJ одинаков, несмотря на разницу в размере в три раза, (см. рис. 6.2 (а) и 6.3 (а)). Более того, в статье [29] сообщалось о синхронизацию планарных JJ с высокой- $T_c$  с разделяющим расстоянием в  $\sim 10 \text{ мкм}$ . Всё это указывает на участие известного механизма динамической высокочастотной электромагнитной связи [136], единственной особенностью которого для наших массивов РJJ является его дальнедействующий характер.

С другой стороны, описанное возвратное поведение критического тока  $I_c$  свидетельствует о существовании другого, статического механизма связи. Из рис. 6.2 (с) и (f) видно, что  $I_c$  в JJ<sub>2</sub> почти удваивается после переключения JJ<sub>1</sub> и 3. Это нельзя объяснить только индуцированными переменными токами.



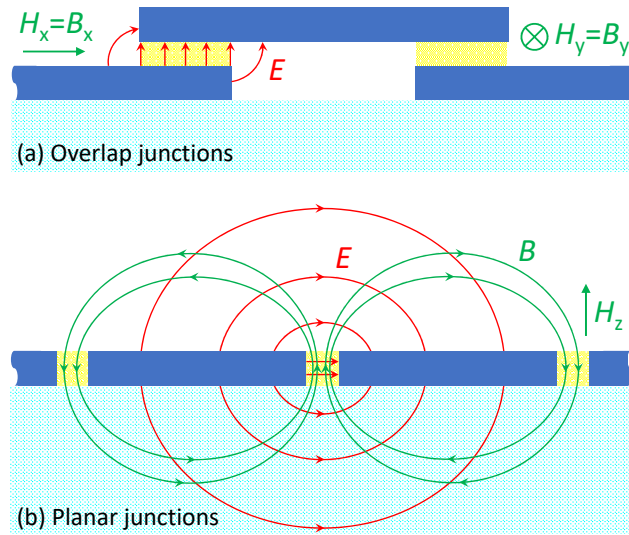


Рис. 6.5. Схема распределения электрических и магнитных полей в массивах (а) типа SJJ и (б) PJJ. Ключевым отличием является отсутствие/наличие дальнедействующих полей рассеяния в (а)/(б), вызванных (а) плоскопараллельными и (б) копланарными геометриями конденсаторов двух типов JJ.

Действительно,  $I_c$  уменьшается с ростом  $I_{RF}$  [3]. Хотя колебательное поведение появляется при более высоких амплитудах  $I_{RF} > I_{c0}$ , максимумы  $I_c(I_{RF})$  никогда не превышают  $I_{c0}$ . Это контрастирует с описанным возвратным поведением с большим  $I_c$  в динамическом состоянии. Следовательно, бистабильность должна иметь другое происхождение. В некоторой степени похожее поведение гистерезисного повторного входа было замечено для гибридных структур сверхпроводник/ферромагнетик при переориентации локальной намагниченности в ферромагнетике [155, 161–163]. Это указывает на то, что изменение критического тока  $I_c$  может быть связано с изменением статического магнитного фона. В исследуемом случае наиболее вероятной причиной этого является вход или выход джозефсоновских вихрей (флаксонов) [46], вызванных переключением соседних JJ. Соответствующая флаксон-индуцированная метастабильность хорошо изучена для многослойных SJJ [164]. Происхождение повторного входа в наших массивах, связанное с флаксоном, согласуется с наблюдением, что он появляется при  $H \sim 1$  Э, близком к полю для проникновения первого кванта магнитного потока в крайние контакты (первый минимум в красной и синей  $I_c(H)$  кривых на рис. 6.3 (f)). Это похоже на флаксон-опосредованную связь между длинными PJJ, обсуждаемую в работах [165, 166].

Таким образом, было определено два механизма дальнедействующей связи

между РJJ: (i) динамическая связь через индуцированные переменные токи и связанные с ними электромагнитные поля; и (ii) квазистатическая связь через магнитные поля джозефсоновских вихрей. Оба являются механизмами прямой связи (наши массивы не имеют явного резонатора, необходимого для не прямой связи). Диапазон такой прямой связи,  $\sim$  мкм, в РJJ удивительно велик по сравнению с  $\sim 10$  нм в обычных перекрывающихся SJJ [31–33, 63].

Чтобы прояснить разницу и объяснить происхождение такой прямой дальнедействующей связи, на рисунке 6.5 показана геометрия (a) перекрывающихся и (b) плоских массивов джозефсоновских контактов. SJJ с перекрытием имеют геометрию конденсатора с плоскими пластинами. Электрическое поле сосредоточено в конденсаторе, и только крошечные краевые поля выходят за края. Это делает взаимодействие через электрическое поле довольно слабым и короткодействующим, поскольку характерное расстояние определяется расстоянием между электродами, которое находится в пределах 10 нм. Магнитное поле прикладывается параллельно электродам. Поскольку коэффициент размагничивания в этом случае близок к нулю, магнитные поля рассеяния отсутствуют. Следовательно, для коротких JJ (без JV) прямого магнитного взаимодействия нет, если расстояние между контактами много больше, чем  $\lambda_L$  [159, 167]. Однако для длинных JJ такое взаимодействие может быть опосредовано полями джозефсоновских вихрей [165, 166].

РJJ имеют копланарную геометрию конденсатора. В этом случае электрическое поле не захватывается (не фиксируется) в контакте и медленно (квадратично) затухает вдоль электрода [168], как показано красными линиями на рис. 6.5 (b). Магнитное поле прикладывается перпендикулярно к электродам [36]. В этом случае коэффициент размагничивания огромен, что приводит к появлению сильных полей рассеяния [30, 34, 169]. Эффект Мейснера в сверхпроводящих электродах не позволяет замкнуться полям рассеяния через электроды. Чтобы замкнуться, им приходится тянуться до соседних контактов, как показано зелеными линиями на рис. 6.5 (b), независимо от того, какова длина разделяющего участка [34]. Таким образом, в отличие от перекрывающихся JJ, планарные JJ могут взаимодействовать непосредственно через электрические и магнитные поля рассеяния. При этом диапазон такого взаимодействия не связан с какой-либо глубиной экранирования и определяется исключитель-

но геометрией массива. Более того, дальнедействующее распространение полей рассеяния в открытое пространство и подложку позволяет эффективно взаимодействовать планарным JJ с внешними цепями и, таким образом, усиливать как излучение электромагнитных волн [36], так и не прямое взаимодействие через внешние полости [170]. Обсуждаемое различие между перекрывающимися и плоскими контактами, по существу, является следствием локальной и нелокальной электродинамики в соответствующих джозефсоновских контактах [35, 36, 169].

### 6.3. Заключение

Таким образом, были изготовлены и экспериментально исследованы массивы планарных джозефсоновских контактов с доступом к промежуточным электродам. Это позволило детально изучить сложную внутреннюю динамику массивов. Наблюдалась удивительно сильная взаимная связь, приводящая к сильному фиксированию по напряжению при синхронизации, несмотря на значительное расстояние между контактами. Выявлены динамический (через индуцированные переменные токи) и статический (через поле рассеяния джозефсоновских вихрей) механизмы связи. Утверждается, что прямое дальнедействующее взаимодействие между плоскими контактами опосредовано нелокальными и дальнедействующими электромагнитными полями рассеяния. Это может облегчить синхронизацию больших массивов, необходимых для когерентной работы многоконтактной электроники. Такая когерентная электроника может обеспечить значительные преимущества. Например, синхронизация по току JJ позволяет увеличить считываемое напряжение пропорционально количеству контактов. Продемонстрировано увеличение  $I_c R_n$ , превышающее 6 мВ, всего для девяти PJJ. Кроме того, дальнейшее распространение электромагнитных полей в планарных соединениях помогает как в синхронизации большого числа контактов, так и в распространении электромагнитной мощности в открытое пространство. Это может быть полезно для работы когерентных генераторов на основе контактов Джозефсона. В конечном итоге можно сделать вывод, что планарная геометрия выгодна для реализации различных типов когерентной джозефсоновской электроники.

## Заключение

1. Методом криогенной магнитно-силовой микроскопии показана возможность генерации и управления джозефсоновским вихрем в планарном длинном джозефсоновском контакте типа SNS. При сканировании образца магнитным кантилевером, когда магнитное поле иглы достаточно для генерации / выталкивания вихря в/из перехода, происходит локальное уменьшение мейсснеровского экранирования, вследствие чего происходит диссипация энергии и возникает резкое смещение фазы колебаний кантилевера. Такое изменение фазы отображается в экспериментах как дуги/кольца по краям джозефсоновского контакта. Прикладывание внешнего магнитного поля генерирует большее количество квантов магнитного потока в области слабой связи, образуя цепочку джозефсоновских вихрей. Был визуализирован вход и выход флаксона в dc-СКВИД, реализованного на основе двух длинных PJJ.

2. С помощью совмещенного метода магнитно-силовой микроскопии и электронно-транспортных измерений продемонстрирована возможность исследования динамики кванта потока в SNS контакте и в dc-СКВИДе в бездиссипативном режиме. Показан переход джозефсоновского вихря во флаксон внутрь кольца СКВИДа и наоборот. Продемонстрирована взаимозаменяемость внешнего магнитного поля и магнитного поля тока, пропускаемого через электрод устройства.

3. Продемонстрирована возможность использования MFM для неинвазивной диагностики сверхпроводящих пленок Nb и электрических цепей на их основе. Измеряя распределение падения напряжения на PJJ в зависимости от положения кантилевера, можно выявить неэквивалентность джозефсоновских переходов, что позволяет проводить диагностику сверхпроводящих элементов без прямых транспортных измерений. Разработан метод измерения локальных магнитных полей на основе планарного SNS контакта, заключающийся в измерении зависимости электронных свойств джозефсоновского перехода от положения магнитного кантилевера MFM, что позволяет восстановить профиль магнитного поля иглы. Исследованы пленки ниобия разной толщины методом MFM. Было показано, что границы кластеров зерен выступают как центры пиннинга абрикосовского вихря, который в свою очередь взаимодействуют с кан-

тилевером. Это приводит к сдвигу фазы колебаний иглы МФМ. Как результат, такие резкие изменения фазы видны на МФМ сканах в виде зернистого узора, характерные размеры которого напрямую коррелируют с размерами кластеров зерен в топографии. В итоге предлагаемый метод может служить инструментом для исследования объемных дефектов в тонкопленочных сверхпроводниках второго рода.

4. Продемонстрирована синхронизация планарных джозефсоновских контактов, расположенных на достаточно большом расстоянии друг от друга. Исследованы электронно-транспортные свойства массивов джозефсоновских контактов из трех и девяти планарных переходов. Обнаружено бистабильное поведение критического тока одного из соседних джозефсоновских переходов, обнаружены ступеньки Шапиро при смещенных значениях напряжения. Были выявлены два основных механизма синхронизации: статический (благодаря магнитным полям рассеяния джозефсоновских вихрей) и динамический (за счет индуцированных переменных токов). Была показана дальнедействующая синхронизация переходов на дистанции в несколько микрометров, что возможно в первую очередь благодаря планарной геометрии контактов, которая позволяет электромагнитным полям переходов распространяться на дальнейшее расстояние. Синхронизация массива переходов в итоге приводит к увеличению  $I_c R_n$ , важной характеристики для сенсоров на основе джозефсоновских контактов, а также для элементов сверхпроводящей электроники.

## Благодарность

Прежде всего, я хотел бы выразить благодарность моему научному руководителю, Василию Сергеевичу Столярову. Благодаря его ценным советам и поддержке были успешно достигнуты значительные научные результаты и были разработаны передовые методы исследований.

Также я хотел бы поблагодарить Вячеслава Всеволодовича Дремова, который научил меня мыслить как экспериментатор. Он делился со мной своими бесчисленными идеями и предлагал решить разные интересные задачки.

В.С. Столяров и В.В. Дремов сыграли важную роль в развитии моих навыков как молодого исследователя. Они поощряли меня участвовать в других экспериментах и развивать умения, которые важны не только для исследований в науке, но и в повседневной жизни.

Дополнительно я хотел бы поблагодарить Владимира Михайловича Краснова за возможность поработать в его лаборатории в AlbaNova center в Стокгольме, за интересные проекты и плодотворные обсуждения.

Также выражаю благодарность всем сотрудникам лаборатории топологических и квантовых явлений в сверхпроводящих системах МФТИ и ученым из других научных групп, принимавшим участие в исследованиях, представленных в диссертационной работе. В частности, я хотел бы отметить вклад Размика Оганнисяна, Дениса Баранова, Игоря Головчанского, которые принимали активное участие в экспериментах и обсуждении результатов, а также заведующего лабораторией Александра Голубова. Особая благодарность Дмитрию Родичеву за его вклад в нашу работу и его идеи.

## Список сокращений и условных обозначений

**AFM** - atomic force microscope, атомно-силовой микроскоп

**AV** - Abrikosov vortex, вихрь Абрикосова

**FC** - field cooling, охлаждение в магнитном поле

**FIB** - focused ion beam, фокусированный ионный пучок

**JJ** - Josephson junction, джозефсоновский контакт

**JV** - Josephson vortex, джозефсоновский вихрь

**MFM** - magnetic force microscopy, магнитно-силовая микроскопия

**PJJ** - planar Josephson junction, планарный (плоский) джозефсоновский контакт

**SEM** - scanning electron microscope, сканирующий электронный микроскоп

**SJJ** - "sandwich" Josephson junction, джозефсоновский контакт типа "сэндвич"

**SNS** - superconductor / normal metal / superconductor type josephson junction, джозефсоновский контакт типа сверхпроводник / нормальный металл / сверхпроводник

**SPFM** - scanning pinning force microscopy, сканирующая силовая микроскопия на основе пиннинга абрикосовского вихря

**SQE** - superconducting quantum electronics, сверхпроводящая квантовая электроника

**SS'S** - Josephson junction with constriction, джозефсоновский контакт с сужением

**STM** - scanning tunneling microscope, сканирующий туннельный микроскоп

**STS** - scanning tunneling spectroscopy, сканирующая туннельная спектроскопия

**ВАХ** - вольт-амперная характеристика

**ВЧ-излучение** - высокочастотное излучение

**СКВИД** - сверхпроводящий квантовый интерферометр

**dc-СКВИД** - СКВИД на постоянном токе

## Список литературы

- [1] V.V. Schmidt. «The Physics of Superconductors: Introduction to Fundamentals and Applications». в: *М.: МЦНМО* 9 (2000).
- [2] M Tinkham. *Introduction to Superconductivity*. New York, McGraw-Hill, 1996.
- [3] Antonio Barone и Gianfranco Paterno. *Physics and applications of the Josephson effect*. New York, Wiley, 1982.
- [4] Rudolf Gross и Achim Marx. «Josephson Effect and Superconducting Electronics». в: (2005).
- [5] John Clarke. «Supercurrents in lead—copper—lead sandwiches». в: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* 308.1495 (1969), с. 447—471.
- [6] P Dubos, H Courtois, B Pannetier, FK Wilhelm, AD Zaikin и G Schön. «Josephson critical current in a long mesoscopic SNS junction». в: *Physical Review B* 63.6 (2001), с. 064502.
- [7] JJA Baselmans, BJ van Wees и TM Klapwijk. «Direct demonstration of circulating currents in a controllable  $\pi$ -SQUID generated by a 0 to  $\pi$  transition of the weak links». в: *Physical Review B* 65.22 (2002), с. 224513.
- [8] RN Jabdaraghi, JT Peltonen, O-P Saira и JP Pekola. «Low-temperature characterization of Nb-Cu-Nb weak links with Ar ion-cleaned interfaces». в: *Applied Physics Letters* 108.4 (2016), с. 042604.
- [9] KK Likharev. *Dynamics of Josephson Junctions and Circuits*. New York, Gordon и Breach Science Publishers, 1986.
- [10] Alexandre I Buzdin. «Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures». в: *Reviews of modern physics* 77.3 (2005), с. 935.
- [11] Alexandre Avraamovitch Golubov, M Yu Kupriyanov и E Il'ichev. «The current-phase relation in Josephson junctions». в: *Reviews of modern physics* 76.2 (2004), с. 411.
- [12] Y-F Chen и др. «Microwave photon counter based on Josephson junctions». в: *Phys. Rev. Lett.* 107.21 (2011), с. 217401.



- [13] V. S. Stolyarov и др. «Domain Meissner state and spontaneous vortex-antivortex generation in the ferromagnetic superconductor  $\text{EuFe}_2(\text{As}_{0.79}\text{P}_{0.21})_2$ ». в: *Science advances* 4.7 (2018), eaat1061.
- [14] Peter Russer и Johannes A Russer. «Nanoelectronic rf josephson devices». в: *IEEE Trans. Microw. Theory. Tech.* 59.10 (2011), с. 2685—2701.
- [15] VV Ryazanov, VA Oboznov, A Yu Rusanov, AV Veretennikov, Alexandre Avraamovitch Golubov и J Aarts. «Coupling of two superconductors through a ferromagnet: Evidence for a  $\pi$  junction». в: *Physical review letters* 86.11 (2001), с. 2427.
- [16] Hideaki Takayanagi, Tatsushi Akazaki и Junsaku Nitta. «Interference effects on the critical current in a clean-limit superconductor–normal-metal–superconductor junction». в: *Physical Review B* 51.2 (1995), с. 1374.
- [17] Felix E Schmidt, Mark D Jenkins, Kenji Watanabe, Takashi Taniguchi и Gary A Steele. «A ballistic graphene superconducting microwave circuit». в: *Nature communications* 9.1 (2018), с. 1—7.
- [18] Chuan Li и др. « $4\pi$ -periodic Andreev bound states in a Dirac semimetal». в: *Nature materials* 17.10 (2018), с. 875—880.
- [19] Taras Golod, Adrian Iovan и Vladimir M Krasnov. «Single Abrikosov vortices as quantized information bits». в: *Nature communications* 6.1 (2015), с. 8628.
- [20] Taras Golod, Razmik A Hovhannisyan, Olena M Kapran, Vyacheslav V Dremov, Vasily S Stolyarov и Vladimir M Krasnov. «Reconfigurable Josephson Phase Shifter». в: *Nano Lett.* (2021).
- [21] Hervé Courtois, Matthias Meschke, JT Peltonen и Jukka P Pekola. «Origin of hysteresis in a proximity Josephson junction». в: *Physical review letters* 101.6 (2008), с. 067002.
- [22] Taras Golod, Olena M Kapran и Vladimir M Krasnov. «Planar superconductor-ferromagnet-superconductor Josephson junctions as scanning-probe sensors». в: *Physical Review Applied* 11.1 (2019), с. 014062.
- [23] Taras Golod и Vladimir M Krasnov. «Demonstration of a superconducting diode-with-memory, operational at zero magnetic field with switchable nonreciprocity». в: *Nature Communications* 13.1 (2022), с. 3658.

- [24] T Yu Karminskaya, Alexandre Avraamovitch Golubov, M Yu Kupriyanov и AS Sidorenko. «Josephson effect in superconductor/ferromagnet structures with a complex weak-link region». в: *Physical Review B* 81.21 (2010), с. 214518.
- [25] И Soloviev и др. «Miniaturization of Josephson Junctions for Digital Superconducting Circuits». в: *Phys. Rev. Appl.* 16.4 (2021), с. 044060.
- [26] Stepan V Sotnichuk и др. «Long Single Au Nanowires in Nb/Au/Nb Josephson Junctions: Implications for Superconducting Microelectronics». в: *ACS Applied Nano Materials* 5.11 (2022), с. 17059—17066.
- [27] Olga V Skryabina и др. «Superconducting Bio-Inspired Au-Nanowire-Based Neurons». в: *Nanomaterials* 12.10 (2022), с. 1671.
- [28] Dimitri Roditchev и др. «Direct observation of Josephson vortex cores». в: *Nat. Phys.* 11.4 (2015), с. 332—337.
- [29] M Darula, S Beuven, M Siegel, A Darulova и P Seidel. «Phase locking in a multijunction superconducting loop». в: *Applied physics letters* 67.11 (1995), с. 1618—1620.
- [30] Taras Golod, Olena M Kapran и Vladimir M Krasnov. «Planar superconductor - ferromagnet - superconductor Josephson junctions as scanning-probe sensors». в: *Physical Review Applied* 11.1 (2019), с. 014062.
- [31] IP Nevirkovets, JE Evetts и MG Blamire. «Transition from single junction to double junction behaviour in SISIS-type Nb-based devices». в: *Physics Letters A* 187.1 (1994), с. 119—126.
- [32] H Kohlstedt, AV Ustinov и F Peter. «Double barrier long Josephson junctions with a contact to the intermediate superconducting layer». в: *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* 5.2 (1995), с. 2939—2942.
- [33] E Goldobin, H Kohlstedt и AV Ustinov. «Tunable phase locking of stacked Josephson flux-flow oscillators». в: *Applied physics letters* 68.2 (1996), с. 250—252.
- [34] Taras Golod, Alessandro Pagliero и Vladimir M Krasnov. «Two mechanisms of Josephson phase shift generation by an Abrikosov vortex». в: *Physical Review B* 100.17 (2019), с. 174511.

- [35] VG Kogan, VV Dobrovitski, JR Clem, Yasunori Mawatari и RG Mints. «Josephson junction in a thin film». в: *Physical Review B* 63.14 (2001), с. 144501.
- [36] Andrey A Boris, Andreas Rydh, Taras Golod, Holger Motzkau, AM Klushin и Vladimir M Krasnov. «Evidence for nonlocal electrodynamics in planar Josephson junctions». в: *Phys. Rev. Lett.* 111.11 (2013), с. 117002.
- [37] L Serrier-Garcia и др. «Scanning tunneling spectroscopy study of the proximity effect in a disordered two-dimensional metal». в: *Phys. Rev. Lett.* 110.15 (2013), с. 157003.
- [38] V Cherkez и др. «Proximity effect between two superconductors spatially resolved by scanning tunneling spectroscopy». в: *Phys. Rev. X* 4.1 (2014), с. 011033.
- [39] Jungdae Kim, Victor Chua, Gregory A Fiete, Hyoungdo Nam, A H MacDonald и Chih-Kang Shih. «Visualization of geometric influences on proximity effects in heterogeneous superconductor thin films». в: *Nat. Phys.* 8.6 (2012), с. 464—469.
- [40] C Veauvy, K Hasselbach и D Mailly. «Scanning  $\mu$ -superconduction quantum interference device force microscope». в: *Review of scientific instruments* 73.11 (2002), с. 3825—3830.
- [41] Denis Vasyukov и др. «A scanning superconducting quantum interference device with single electron spin sensitivity». в: *Nat. Nanotechnol.* 8.9 (2013), с. 639—644.
- [42] R Berthe, U Hartmann и C Heiden. «Scanning tunneling microscopy of the Abrikosov flux lattice with ferromagnetic probes». в: *Applied physics letters* 57.22 (1990), с. 2351—2353.
- [43] Hryhoriy Polshyn, Tyler R Naibert и Raffi Budakian. «Imaging phase slip dynamics in micron-size superconducting rings». в: *Physical Review B* 97.18 (2018), с. 184501.
- [44] Tyler Naibert и др. « $\Phi_0$ -Magnetic Force Microscopy for Imaging and Control of Vortex Dynamics». в: *arXiv preprint arXiv:1705.08956* (2017).

- [45] Hryhoriy Polshyn, Tyler Naibert и Raffi Budakian. «Manipulating multi-vortex states in superconducting structures». в: *Nano Lett.* 19.8 (2019), с. 5476—5482.
- [46] Viacheslav V Dremov и др. «Local Josephson vortex generation and manipulation with a Magnetic Force Microscope». в: *Nat. Commun.* 10.1 (2019), с. 1—9.
- [47] CA Bolle и др. «Observation of a commensurate array of flux chains in tilted flux lattices in Bi-Sr-Ca-Cu-O single crystals». в: *Physical review letters* 66.1 (1991), с. 112.
- [48] A Bezryadin, Yu N Ovchinnikov и B Pannetier. «Nucleation of vortices inside open and blind microholes». в: *Physical Review B* 53.13 (1996), с. 8553.
- [49] IV Grigorieva, W Escoffier, J Richardson, LY Vinnikov, S Dubonos и V Oboznov. «Direct observation of vortex shells and magic numbers in mesoscopic superconducting disks». в: *Phys. Rev. Lett* 96.7 (2006), с. 077005.
- [50] PE Goa, H Hauglin, Å AF Olsen, M Baziljevich и TH Johansen. «Magneto-optical imaging setup for single vortex observation». в: *Review of scientific instruments* 74.1 (2003), с. 141—146.
- [51] Ivan S Veshchunov и др. «Optical manipulation of single flux quanta». в: *Nature communications* 7.1 (2016), с. 1—7.
- [52] Hermann Suderow, Isabel Guillamón, José G Rodrigo и S Vieira. «Imaging superconducting vortex cores and lattices with a scanning tunneling microscope». в: *Superconductor Science and Technology* 27.6 (2014), с. 063001.
- [53] Gerbold C Ménard и др. «Coherent long-range magnetic bound states in a superconductor». в: *Nature Physics* 11.12 (2015), с. 1013—1016.
- [54] A Hasnat. «Static properties of superconducting pyramidal STM tip in the presence of a vortex». в: *Physica C: Superconductivity and its Applications* 593 (2022), с. 1354011.
- [55] Alexandre Correa и др. «Attractive interaction between superconducting vortices in tilted magnetic fields». в: *Communications Physics* 2.1 (2019), с. 1—7.

- [56] José Benito Llorens и др. «Observation of a gel of quantum vortices in a superconductor at very low magnetic fields». в: *Physical review research* 2.1 (2020), с. 013329.
- [57] RD Parks и WA Little. «Fluxoid quantization in a multiply-connected superconductor». в: *Physical Review* 133.1A (1964), A97.
- [58] Mathieu Morelle, Dušan S Golubović и Victor V Moshchalkov. «Nucleation of superconductivity in a mesoscopic loop of varying width». в: *Physical Review B* 70.14 (2004), с. 144528.
- [59] JR Kirtley, CC Tsuei, VG Kogan, JR Clem, H Raffy и ZZ Li. «Fluxoid dynamics in superconducting thin film rings». в: *Physical Review B* 68.21 (2003), с. 214505.
- [60] Dragomir Davidović и др. «Correlations and disorder in arrays of magnetically coupled superconducting rings». в: *Physical review letters* 76.5 (1996), с. 815.
- [61] A Laub, T Doderer, SG Lachenmann, RP Huebener и VA Oboznov. «Lorentz contraction of flux quanta observed in experiments with annular Josephson tunnel junctions». в: *Physical review letters* 75.7 (1995), с. 1372.
- [62] Vladimir M Krasnov. «Josephson junctions in a local inhomogeneous magnetic field». в: *Phys. Rev. B Condens. Matter* 101.14 (2020), с. 144507.
- [63] AV Ustinov, H Kohlstedt, M Cirillo, NF Pedersen, G Hallmanns и C Heiden. «Coupled fluxon modes in stacked Nb/AlO<sub>x</sub>/Nb long Josephson junctions». в: *Physical Review B* 48.14 (1993), с. 10614.
- [64] OV Skryabina и др. «Environment-induced overheating phenomena in Au-nanowire based Josephson junctions». в: *Sci. Rep* 11.1 (2021), с. 15274.
- [65] VL Ginzburg и LD Landau. «Zh. Eksp. Teor. Fiz.» в: *SSSR* 20 1063 (1950).
- [66] Walther Meissner и Robert Ochsenfeld. «Ein neuer effekt bei eintritt der supraleitfähigkeit». в: *Naturwissenschaften* 21.44 (1933), с. 787—788.
- [67] Fritz London. *Superfluids: Macroscopic Theory of Superconductivity*. тех. отч. John Wiley и Sons, 1950, с. 152.
- [68] Robert Doll и M Näbauer. «Experimental proof of magnetic flux quantization in a superconducting ring». в: *Physical Review Letters* 7.2 (1961), с. 51.

- [69] А Мешковский и А Шальников. «Поверхностные явления у сверхпроводников в промежуточном состоянии». в: *ЖЭТФ (Meschkowski, A., und Schalnikow, A., Die Oberflächendrucke bei Supraleitern im Zwischenzustand, Ztschr. f. exp. n. theor. Phys.)* 17 (1947), с. 851.
- [70] Alexei Alexeyevich Abrikosov. «The magnetic properties of superconducting alloys». в: *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 2.3 (1957), с. 199—208.
- [71] Brian David Josephson. «Possible new effects in superconductive tunnelling». в: *Physics letters* 1.7 (1962), с. 251—253.
- [72] Philip W Anderson и John M Rowell. «Probable observation of the Josephson superconducting tunneling effect». в: *Physical Review Letters* 10.6 (1963), с. 230.
- [73] Свистунов В. М. Дмитренко И. М. Янсон И. К. «Взаимодействие переменного тока Джозефсона с резонансными типами колебаний в сверхпроводящей туннельной структуре». в: *Письма в ЖЭТФ* 2.1 (1965), с. 17—21.
- [74] Richard A Ferrell и Richard E Prange. «Self-field limiting of Josephson tunneling of superconducting electron pairs». в: *Physical Review Letters* 10.11 (1963), с. 479.
- [75] DN Langenberg, DJ Scalapino и BN Taylor. «Josephson-type superconducting tunnel junctions as generators of microwave and submillimeter wave radiation». в: *Proceedings of the IEEE* 54.4 (1966), с. 560—575.
- [76] Julio Rubinstein. «Sine-gordon equation». в: *Journal of Mathematical Physics* 11.1 (1970), с. 258—266.
- [77] CS Owen и DJ Scalapino. «Vortex structure and critical currents in Josephson junctions». в: *Phys. Rev.* 164.2 (1967), с. 538.
- [78] Sidney Shapiro. «Josephson currents in superconducting tunneling: The effect of microwaves and other observations». в: *Physical Review Letters* 11.2 (1963), с. 80.

- [79] Hans-Jürgen Hartfuss, KH Gundlach и VV Schmidt. «Nonhysteretic Josephson tunnel junctions for microwave detection». в: *Journal of Applied Physics* 52.9 (1981), с. 5411—5413.
- [80] Reinhold Kleiner, Dieter Koelle, Frank Ludwig и John Clarke. «Superconducting quantum interference devices: State of the art and applications». в: *Proceedings of the IEEE* 92.10 (2004), с. 1534—1548.
- [81] Amit Finkler и др. «Scanning superconducting quantum interference device on a tip for magnetic imaging of nanoscale phenomena». в: *Rev. Sci. Instrum.* 83.7 (2012), с. 073702.
- [82] Lior Embon и др. «Imaging of super-fast dynamics and flow instabilities of superconducting vortices». в: *Nat. Commun.* 8.1 (2017), с. 1—10.
- [83] RC Jaklevic, J Lambe, JE Mercereau и AH Silver. «Macroscopic quantum interference in superconductors». в: *Physical Review* 140.5A (1965), A1628.
- [84] SN Erné, H-D Hahlbohm и H Lübbig. «Theory of rf-biased superconducting quantum interference device for nonhysteretic regime». в: *Journal of Applied Physics* 47.12 (1976), с. 5440—5442.
- [85] Gian Luca Romani, Samuel J Williamson и Lloyd Kaufman. «Biomagnetic instrumentation». в: *Review of Scientific Instruments* 53.12 (1982), с. 1815—1845.
- [86] Konstantin K Likharev. «Superconductor digital electronics». в: *Physica C: Superconductivity and its applications* 482 (2012), с. 6—18.
- [87] D Scott Holmes, Andrew L Ripple и Marc A Manheimer. «Energy-efficient superconducting computing—Power budgets and requirements». в: *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* 23.3 (2013), с. 1701610—1701610.
- [88] Jan Benhelm, Gerhard Kirchmair, Christian F Roos и Rainer Blatt. «Towards fault-tolerant quantum computing with trapped ions». в: *Nature Physics* 4.6 (2008), с. 463—466.
- [89] KH Bennemann и JB Ketterson. «Superconductivity: Conventional and Unconventional Superconductors, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg». в: (2008).

- [90] HF Hess, RB Robinson, RC Dynes, JM Valles Jr и JV Waszczak. «Scanning-tunneling-microscope observation of the Abrikosov flux lattice and the density of states near and inside a fluxoid». В: *Physical review letters* 62.2 (1989), с. 214.
- [91] AM Troyanovski, J Aarts и PH Kes. «Collective and plastic vortex motion in superconductors at high flux densities». В: *nature* 399.6737 (1999), с. 665—668.
- [92] A Volodin, Kristiaan Temst, Christian Van Haesendonck, Yvan Bruynseraede, MI Montero и Ivan K Schuller. «Magnetic-force microscopy of vortices in thin niobium films: Correlation between the vortex distribution and the thickness-dependent film morphology». В: *EPL (Europhysics Letters)* 58.4 (2002), с. 582.
- [93] Alexander Grigorenko, Simon Bending, Tsuyoshi Tamegai, Shuuichi Ooi и Mohamed Henini. «A one-dimensional chain state of vortex matter». В: *Nature* 414.6865 (2001), с. 728—731.
- [94] В Kalisky и др. «Dynamics of single vortices in grain boundaries: I-V characteristics on the femtovolt scale». В: *Applied physics letters* 94.20 (2009), с. 202504.
- [95] JR Kirtley и др. «Direct imaging of integer and half-integer Josephson vortices in high-T<sub>c</sub> grain boundaries». В: *Physical review letters* 76.8 (1996), с. 1336.
- [96] Hans Hilgenkamp и др. «Ordering and manipulation of the magnetic moments in large-scale superconducting  $\pi$ -loop arrays». В: *Nature* 422.6927 (2003), с. 50—53.
- [97] Tsuyoshi Matsuda, Ken Harada, Hiroto Kasai, Osamu Kamimura и Akira Tonomura. «Observation of dynamic interaction of vortices with pinning centers by Lorentz microscopy». В: *Science* 271.5254 (1996), с. 1393—1395.
- [98] Christophe Brun и др. «Remarkable effects of disorder on superconductivity of single atomic layers of lead on silicon». В: *Nature Physics* 10.6 (2014), с. 444—450.



- [99] Shunsuke Yoshizawa и др. «Imaging Josephson Vortices on the Surface Superconductor Si (111)-(7×3)- In using a Scanning Tunneling Microscope». в: *Physical review letters* 113.24 (2014), с. 247004.
- [100] Vasily S Stolyarov и др. «Expansion of a superconducting vortex core into a diffusive metal». в: *Nature communications* 9.1 (2018), с. 1—8.
- [101] Kathryn A Moler, John R Kirtley, DG Hinks, TW Li и Ming Xu. «Images of interlayer Josephson vortices in  $Tl_2Ba_2CuO_{6+\delta}$ ». в: *Science* 279.5354 (1998), с. 1193—1196.
- [102] John R Clem. «Effect of nearby Pearl vortices upon the  $I_c$  versus  $B$  characteristics of planar Josephson junctions in thin and narrow superconducting strips». в: *Physical Review B* 84.13 (2011), с. 134502.
- [103] CC Tsuei и др. «Pairing symmetry and flux quantization in a tricrystal superconducting ring of  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ». в: *Physical Review Letters* 73.4 (1994), с. 593.
- [104] RG Mints, Ilya Papiashvili, John R Kirtley, Hans Hilgenkamp, G Hammerl и Jochen Mannhart. «Observation of Splintered Josephson Vortices at Grain Boundaries in  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ». в: *Physical review letters* 89.6 (2002), с. 067004.
- [105] JR Kirtley. «Fundamental studies of superconductors using scanning magnetic imaging». в: *Reports on Progress in Physics* 73.12 (2010), с. 126501.
- [106] S Pedersen, GR Kofod, JC Hollingbery, CB Sørensen и PE Lindelof. «Dilation of the giant vortex state in a mesoscopic superconducting loop». в: *Physical Review B* 64.10 (2001), с. 104522.
- [107] D Yu Vodolazov, FM Peeters, SV Dubonos и AK Geim. «Multiple flux jumps and irreversible behavior of thin Al superconducting rings». в: *Physical Review B* 67.5 (2003), с. 054506.
- [108] Xiaxian Zhang и John C Price. «Susceptibility of a mesoscopic superconducting ring». в: *Physical Review B* 55.5 (1997), с. 3128.
- [109] Olivier Bourgeois, SE Skipetrov, F Ong и J Chaussy. «Attojoule calorimetry of mesoscopic superconducting loops». в: *Physical review letters* 94.5 (2005), с. 057007.

- [110] VM Krasnov. «In-plane fluxon in layered superconductors with arbitrary number of layers». В: *Physical Review B* 63.6 (2001), с. 064519.
- [111] V. K. Vlasko-Vlasov, A. Koshelev, U. Welp, G. W. Crabtree и K. Kadowaki. «Decoration of Josephson vortices by pancake vortices in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+d}$ ». В: *Phys. Rev. B* 66 (1 2002), с. 014523.
- [112] Victor L Mironov. «Fundamentals of scanning probe microscopy». В: *Nizhniy Novgorod* (2004), с. 5.
- [113] JH Xu, JH Miller Jr и CS Ting. «Magnetic levitation force and penetration depth in type-II superconductors». В: *Physical Review B* 51.1 (1995), с. 424.
- [114] Lan Luan и др. «Local measurement of the penetration depth in the pnictide superconductor  $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.95}\text{Co}_{0.05})_2\text{As}_2$ ». В: *Physical Review B* 81.10 (2010), с. 100501.
- [115] A Moser и др. «Observation of single vortices condensed into a vortex-glass phase by magnetic force microscopy». В: *Physical review letters* 74.10 (1995), с. 1847.
- [116] C.W. Yuan, Z. Zheng, A.L. De Lozanne, M. Tortonesi, D.A. Rudman и J.N. Eckstein. «Vortex images in thin films of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  and  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_1\text{Cu}_2\text{O}_{8+x}$  obtained by low-temperature magnetic force microscopy». В: *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena* 14.2 (1996), с. 1210—1213.
- [117] Gabriel Bochi и др. «Magnetic domain structure in ultrathin films». В: *Physical review letters* 75.9 (1995), с. 1839.
- [118] J-U Thiele, L Folks, MF Toney и DK Weller. «Perpendicular magnetic anisotropy and magnetic domain structure in sputtered epitaxial FePt (001) L1 0 films». В: *Journal of Applied Physics* 84.10 (1998), с. 5686—5692.
- [119] CT Yu, H Jiang, L Shen, PJ Flanders и GJ Mankey. «The magnetic anisotropy and domain structure of permalloy antidot arrays». В: *Journal of Applied Physics* 87.9 (2000), с. 6322—6324.

- [120] Th Kebe и A Carl. «Calibration of magnetic force microscopy tips by using nanoscale current-carrying parallel wires». в: *J. Appl. Phys.* 95.3 (2004), с. 775—792.
- [121] S Vock и др. «Monopole-like probes for quantitative magnetic force microscopy: Calibration and application». в: *Appl. Phys. Lett.* 97.25 (2010), с. 252505.
- [122] Sibylle Sievers и др. «Quantitative measurement of the magnetic moment of individual magnetic nanoparticles by magnetic force microscopy». в: *Small* 8.17 (2012), с. 2675—2679.
- [123] Cinzia Di Giorgio и др. «Quantitative magnetic force microscopy using calibration on superconducting flux quanta». в: *Nanotechnology* 30.31 (2019), с. 314004.
- [124] Gilson Carneiro и Ernst Helmut Brandt. «Vortex lines in films: Fields and interactions». в: *Phys. Rev. B Condens. Matter* 61.9 (2000), с. 6370.
- [125] Evan D Walsh и др. «Graphene-based Josephson-junction single-photon detector». в: *Phys. Rev. Appl.* 8.2 (2017), с. 024022.
- [126] KW Murch, SJ Weber, EM Levenson-Falk, R Vijay и I Siddiqi. « $1/f$  noise of Josephson-junction-embedded microwave resonators at single photon energies and millikelvin temperatures». в: *Appl. Phys. Lett.* 100.14 (2012), с. 142601.
- [127] Timothé Faivre, Dmitry Golubev и Jukka P Pekola. «Josephson junction based thermometer and its application in bolometry». в: *J. Appl. Phys.* 116.9 (2014), с. 094302.
- [128] Tilman Hoss, Christoph Strunk, Thomas Nussbaumer, R Huber, U Staufer и Christian Schönenberger. «Multiple Andreev reflection and giant excess noise in diffusive superconductor / normal-metal / superconductor junctions». в: *Phys. Rev. B Condens. Matter* 62.6 (2000), с. 4079.
- [129] Andreas Wallraff и др. «Quantum dynamics of a single vortex». в: *Nature* 425.6954 (2003), с. 155—158.
- [130] JM Rowell. «Magnetic field dependence of the Josephson tunnel current». в: *Phys. Rev. Lett.* 11.5 (1963), с. 200.

- [131] John R Kirtley и др. «Scanning SQUID susceptometers with sub-micron spatial resolution». в: *Rev. Sci. Instrum.* 87.9 (2016), с. 093702.
- [132] Y Anahory и др. «SQUID-on-tip with single-electron spin sensitivity for high-field and ultra-low temperature nanomagnetic imaging». в: *Nanoscale* 12.5 (2020), с. 3174—3182.
- [133] Vincent Bouchiat. «Detection of magnetic moments using a nano-SQUID: limits of resolution and sensitivity in near-field SQUID magnetometry». в: *Supercond Sci Technol* 22.6 (2009), с. 064002.
- [134] Sergey Yu Grebenchuk и др. «Observation of interacting Josephson vortex chains by magnetic force microscopy». в: *Phys. Rev. Res.* 2.2 (2020), с. 023105.
- [135] Michele Serri и др. «Low-Temperature Magnetic Force Microscopy on Single Molecule Magnet-Based Microarrays». в: *Nano Lett.* 17.3 (2017), с. 1899—1905.
- [136] Alope Kumar Jain, KK Likharev, JE Lukens и JE Sauvageau. «Mutual phase-locking in Josephson junction arrays». в: *Physics Reports* 109.6 (1984), с. 309—426.
- [137] John R Clem. «Josephson junctions in thin and narrow rectangular superconducting strips». в: *Physical Review B* 81.14 (2010), с. 144515.
- [138] VM Krasnov, VA Oboznov и Niels Falsig Pedersen. «Fluxon dynamics in long Josephson junctions in the presence of a temperature gradient or spatial nonuniformity». в: *Physical Review B* 55.21 (1997), с. 14486.
- [139] D Rugar и др. «Magnetic force microscopy: General principles and application to longitudinal recording media». в: *Journal of Applied Physics* 68.3 (1990), с. 1169—1183.
- [140] MJ Qin, G Li, Hua-Kun Liu, SX Dou и EH Brandt. «Calculation of the hysteretic force between a superconductor and a magnet». в: *Physical Review B* 66.2 (2002), с. 024516.
- [141] Sven-Olof Katterwe и VM Krasnov. «Stabilization of the in-phase fluxon state by geometrical confinement in small  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$  mesa structures». в: *Physical Review B* 80.2 (2009), с. 020502.

- [142] B. Chesca и др. «Magnetic field tunable vortex diode made of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  Josephson junction asymmetrical arrays». в: *Applied Physics Letters* 111.6 (2017), с. 062602.
- [143] Gianni Blatter, Vadim B Geshkenbein и Lev B Ioffe. «Design aspects of superconducting-phase quantum bits». в: *Physical Review B* 63.17 (2001), с. 174511.
- [144] Vasily S Stolyarov и др. «Revealing Josephson vortex dynamics in proximity junctions below critical current». в: *Nano Letters* 22.14 (2022), с. 5715—5722.
- [145] Razmik A Hovhannisyan, Sergey Yu Grebenchuk, Denis S Baranov, Dimitri Roditchev и Vasily S Stolyarov. «Lateral Josephson Junctions as Sensors for Magnetic Microscopy at Nanoscale». в: *The Journal of Physical Chemistry Letters* 12 (2021), с. 12196—12201.
- [146] Frank Paxton. «Solid angle calculation for a circular disk». в: *Review of Scientific Instruments* 30.4 (1959), с. 254—258.
- [147] A Samokhvalov и др. «Properties of Josephson junctions in the nonuniform field of ferromagnetic particles.» в: *JETP Lett.* 95.2 (2012).
- [148] Ophir M Auslaender и др. «Mechanics of individual isolated vortices in a cuprate superconductor». в: *Nature Physics* 5.1 (2009), с. 35—39.
- [149] A Gurevich и LD Cooley. «Anisotropic flux pinning in a network of planar defects». в: *Physical Review B* 50.18 (1994), с. 13563.
- [150] Yariv Kafri, David R Nelson и Anatoli Polkovnikov. «Unzipping vortices in type-II superconductors». в: *Physical Review B* 76.14 (2007), с. 144501.
- [151] Xiaoyu Ma, CJO Reichhardt и C Reichhardt. «Manipulation of individual superconducting vortices and stick-slip motion in periodic pinning arrays». в: *Physical Review B* 97.21 (2018), с. 214521.
- [152] Ricardo Garcia и Ruben Perez. «Dynamic atomic force microscopy methods». в: *Surface science reports* 47.6-8 (2002), с. 197—301.
- [153] VM Krasnov и др. «Planar S–F–S Josephson junctions made by focused ion beam etching». в: *Physica C: Superconductivity* 418.1-2 (2005), с. 16—22.

- [154] K Flensberg, J Bindslev Hansen и M Octavio. «Subharmonic energy-gap structure in superconducting weak links». В: *Physical Review B* 38.13 (1988), с. 8707.
- [155] Olena M Kapran и др. «In situ transport characterization of magnetic states in Nb/Co superconductor / ferromagnet heterostructures». В: *Beilstein journal of nanotechnology* 12.1 (2021), с. 913–923.
- [156] AM Klushin и H Kohlstedt. «Experimental study on stacked Josephson tunnel junction arrays under microwave irradiation». В: *Journal of applied physics* 77.1 (1995), с. 441–443.
- [157] K Ravindran и др. «Frequency dependence of giant Shapiro steps in ordered and site-disordered proximity-coupled Josephson-junction arrays». В: *Physical Review B* 53.9 (1996), с. 5141.
- [158] I Kulik и A Omelyanchouk. «The Josephson effect in superconducting constrictions: microscopic theory». В: *Journal de Physique Colloques* 39.C6 (1978), с. C6–546.
- [159] R Kleiner. «Two-dimensional resonant modes in stacked Josephson junctions». В: *Physical Review B* 50.10 (1994), с. 6919.
- [160] Sven Olof Katterwe и Vladimir M Krasnov. «Temperature dependences of geometrical and velocity-matching resonances in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$  intrinsic Josephson junctions». В: *Physical Review B* 84.21 (2011), с. 214519.
- [161] Vladimir I Zdravkov и др. «Reentrant superconductivity in superconductor / ferromagnetic-alloy bilayers». В: *Physical Review B* 82.5 (2010), с. 054517.
- [162] Niladri Banerjee, JWA Robinson и M Giffard Blamire. «Reversible control of spin-polarized supercurrents in ferromagnetic Josephson junctions». В: *Nature communications* 5.1 (2014), с. 1–6.
- [163] EC Gingrich и др. «Controllable  $0-\pi$  Josephson junctions containing a ferromagnetic spin valve». В: *Nature Physics* 12.6 (2016), с. 564–567.
- [164] N Mros, VM Krasnov, A Yurgens, D Winkler и T Claeson. «Multiple-valued c-axis critical current and phase locking in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  single crystals». В: *Physical Review B* 57.14 (1998), R8135.

- [165] Niels Grønbech-Jensen и Mogens R Samuelson. «Long range magnetic interaction between Josephson junctions». В: *Physical review letters* 74.1 (1995), с. 170.
- [166] Niels Grønbech-Jensen и Mogens R Samuelson. «Magnetic interaction between spatially extended superconducting tunnel junctions». В: *Physical Review B* 65.14 (2002), с. 144512.
- [167] S Sakai, P Bodin и Niels Falsig Pedersen. «Fluxons in thin-film superconductor-insulator superlattices». В: *Journal of applied physics* 73.5 (1993), с. 2411—2418.
- [168] Conal E Murray, Jay M Gambetta, Douglas T McClure и Matthias Steffen. «Analytical determination of participation in superconducting coplanar architectures». В: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 66.8 (2018), с. 3724—3733.
- [169] Yu M Ivanchenko. «Nonlocal interaction in a system of Josephson junctions». В: *Physical Review B* 52.1 (1995), с. 79.
- [170] Eivind Almaas и David Stroud. «Dynamics of a Josephson array in a resonant cavity». В: *Physical Review B* 65.13 (2002), с. 134502.