

Министерство Образования Российской Федерации  
Московский Физико-Технический Институт (Государственный Университет)  
Кафедра Физики Твердого Тела

---

*На правах рукописи*

*Феофанов Алексей Константинович*

**Исследование пространственных осцилляций  
сверхпроводящего параметра порядка в  
джозефсоновских контактах  
сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник**

511600 – прикладные физика и математика

Диссертация на соискание ученой степени  
магистра естественных наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук,  
В.В. Рязанов

Черноголовка - 2005

# Содержание

<b>Введение</b>	<b>2</b>
<b>1 Литературный обзор</b>	<b>6</b>
1.1 Джозефсоновский контакт. $\pi$ -контакт . . . . .	6
1.2 Эффект близости в SF-системе . . . . .	11
<b>2 Приготовление образцов и методика эксперимента</b>	<b>17</b>
2.1 Приготовление SFS-контактов и сверхпроводящих структур на их основе . . . . .	17
2.2 Пиковольтметр на основе СКВИДа и другое экспериментальное оборудование . . . . .	21
<b>3 Результаты экспериментов</b>	<b>28</b>
3.1 Джозефсоновские характеристики SFS-контактов . . . . .	28
3.2 Зависимость критического тока SFS-контактов от толщины ферромагнитной прослойки . . . . .	32
3.3 Методика детектирования $\pi$ -состояния. Реализация сверхпроводящего фазового инвертора для сверхпроводниковой электроники . . . . .	36
<b>Заключение</b>	<b>41</b>
<b>Литература</b>	<b>42</b>

# Введение

Бурное развитие высоких технологий на рубеже XX-XXI веков непосредственно связано с новейшими исследованиями в области физики микро- и нано- мира. Уже сейчас современная полупроводниковая электроника почти достигла своего физического предела, когда уменьшение микроэлементов обработки и передачи данных до нескольких нанометров требует учета квантовой природы электронов и атомов. Альтернативой современной электронике может стать спинтроника - электроника, использующая спиновую степень свободы электрона, а не его заряд [1]. Несомненно, использование квантовых свойств электронов и атомов в вычислительной технике решает такие вопросы как существенное увеличение скорости обработки информации, дальнейшая миниатюризация компьютерных элементов, а также снижение энергопотребления и тепловыделения в микросхемах и др. Такая широко обсуждаемая в наши дни проблема, как создание квантового компьютера, работающего на несколько порядков быстрее самых современных вычислительных систем и способного решать задачи, с которыми сегодняшние компьютеры не способны справиться по оценкам специалистов и за несколько миллиардов лет, составляет одну из доминирующих задач современной физики. Квантовый компьютер основан на так называемом квантовом бите (кубите), представляющим собой двухуровневую квантовую систему. В такой системе информация хранится в виде волновой функции, являющейся суперпозицией волновых функций двух квантовых состояний. Процесс вычислений протекает в виде эволюции квантовой системы, при которой изменяется волновая функция кубита или целой группы кубитов. На сегодняшний день простейшие квантовые биты уже реализованы на основе ядерных спинов; атомных или ионных ловушек; джозефсоновских контактов [2, 3]. Разрабатываются также методы квантовых вычислений на основе мессбауэровских ядер, электронных квантовых точек в полупроводниковых системах и др.

Джозефсоновские контакты, а также  $\pi$ -контакты на их основе и сетки с большим числом таких контактов являются на сегодняшний день одними из самых удобных элементов для реализации сверхпроводящих кубитов, прежде всего, в силу того, что могут легко и воспроизводимо изготавливаться стандартными и доступными методами тонкопленочной микроэлектроники, а интеграция таких квантовых битов в единую сверхпроводящую логическую схему на сегодняшний день не представляет особых технологических трудностей [4, 5].

Разность фаз сверхпроводящей волновой функции в сверхпроводниковой электронике играет роль, аналогичную разности электрических потенциалов в обычных электрических сетях. Реализация фазового инвертера ( $\pi$ -контакта) открывает новые возможности для создания новых принципов и архитектур сверхпроводниковых цепей.

Сверхпроводящие кубиты используют дуализм заряд-фаза на квантовых джозефсоновских контактах, где, как известно, заряд и фаза являются сопряженными переменными и связаны соотношением неопределенности Гейзенберга. Первый, "зарядовый" кубит, [6, 7, 8] работает в режиме  $E_C \gg E_J$  (где  $E_C = e^2/2C$  зарядовая энергия, а  $E_J = I_c\Phi_0/2\pi$  энергия связи джозефсоновского контакта), второй, "фазовый" кубит [3, 9, 10], работает в режиме  $E_J > E_C$ . Фазовый кубит основан на вырождении состояний, различающихся по направлению тока в сверхпроводящем кольце, содержащем джозефсоновские контакты. Для реализации двухъямного потенциала в таких системах в настоящее время используется внешнее фрустрирующее магнитное поле, создающее в кольце кубита полкванта магнитного потока [3]. Сверхпроводящая система в этих условиях будет находиться в неопределенном (фрустрированном) состоянии: для соблюдения закона квантования потока в сверхпроводящем кольце должен течь сверхток либо со знаком плюс, чтобы добавить фазу до  $2\pi$ , либо со знаком минус, чтобы нейтрализовать набег фазы из-за влияния магнитного поля. Для успешной работы такого

"магнитно-фрустрированного" кубита необходима очень высокая стабильность внешнего фрустрирующего магнитного поля ( $\delta\Phi \sim 10^{-6}-10^{-7}\Phi_0$ ). Реализовать такое условие в эксперименте чрезвычайно трудно. Гораздо проще иметь некий внутренний источник сдвига фазы. Именно для этой цели удачно подходит джозефсоновский  $\pi$ -контакт [11]. Включение его в кубит добавит в сверхпроводящий контур разность фаз  $\pi$ , что полностью аналогично действию приложенной половины кванта магнитного потока. По оценкам [10, 11], в этом случае время когерентности системы намного больше, что является несомненным преимуществом перед кубитами, фрустрированными внешним магнитным полем.

Другое возможная область применения  $\pi$ -контактов - RSFQ (Rapid Single Flux Quantum) Logic - быстрая одноквантовая логика (бок), основанная на сверхпроводящих контурах, включающих в себя джозефсоновские 0- и  $\pi$ -контакты (последние играют роль инвертора фазы), может стать заменой существующей на сегодняшний день полупроводниковой логике CMOS. Использование такой логики позволит обрабатывать сигналы с частотами в несколько сотен гигагерц при практически незначительных потерях энергии. Единицей информации, переносимой при каждом переключении, является квант магнитного потока, и, таким образом, бок-элемент является одновременно и логическим элементом, и элементом памяти. Использование  $\pi$ -контактов в бок-элементах в качестве инверторов сверхпроводящей фазы позволяет существенно сократить размер бок-элементов [12].

**Целью** данной работы было экспериментальное исследование пространственных осцилляций сверхпроводящего параметра порядка в джозефсоновских контактах сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник и условий перехода таких контактов в  $\pi$ -состояние.

**Личный вклад автора** в данной работе состоял в:

- участия в обработке результатов исследований толщинной зависимости критической плотности тока SFS переходов;

- участия в приготовлении SFS переходов по трехслойной методике в Университете штата Иллинойс, Урбана, США;
- разработке программ автоматизированных измерений в среде LabView;
- разработке и создания дизайна базовой ячейки  $\pi$ -логики;
- участия в измерении ВАХ и полевых характеристик сверхпроводящих интерферометров (каналов комплементарной джозефсоновской логики).

# 1 Литературный обзор

## 1.1 Джозефсоновский контакт. $\pi$ -контакт

Джозефсоновский контакт представляет собой два массивных сверхпроводника, соединенных слабой связью, которая не может радикально изменить состояния этих сверхпроводников, а играет лишь роль возмущения. Различают несколько видов джозефсоновских контактов: туннельные контакты (толщина изоляционной прослойки до 2 нм) и сэндвичи, в которых сверхпроводники разделены прослойкой нормального или ферромагнитного металла; простое сужение сверхпроводящей тонкой пленки (мостик) (область сужения порядка длины когерентности  $\xi$ ) и точечное касание двух сверхпроводников и др. (рис. 1).

Амплитуда сверхпроводящей волновой функции в области слабой связи сильно понижена, но, тем не менее, некоторое перекрытие волновых функций сверхпроводников, образующих слабосвязанную систему, все же имеет место.

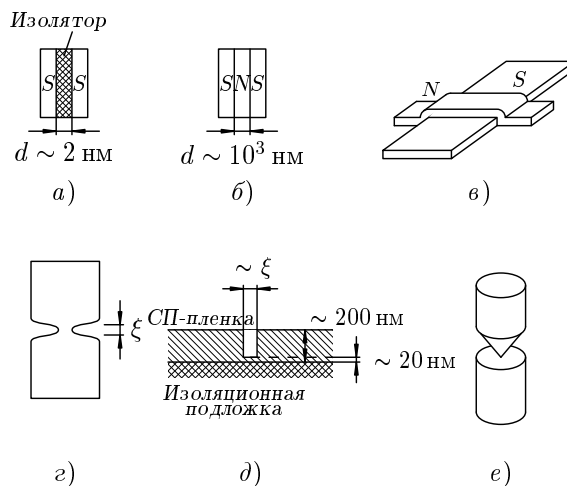


Рис. 1. Виды слабых связей: а) туннельный переход; б) сэндвич; в) нормальная пленка N локально понижает параметр порядка сверхпроводящей пленки S; г) мостик Дайема, вид в плане; д) мостик переменной толщины, продольный разрез; е) точечный контакт

В результате возникает единая волновая функция всей системы, как следствие интерференции волновых функций двух берегов контакта и устанавливается *фазовая когерентность* в слабосвязанных сверхпроводниках. Характерное свойство слабой связи состоит в том, что градиент фазы волновой функции сверхпроводящих электронов  $\nabla\theta$  в области самой слабой связи очень велик по сравнению с градиентом фазы в сверхпроводящих берегах. Отметим, что для туннельного контакта можно говорить лишь о скачке фазы на слабой связи  $\varphi = \theta_2 - \theta_1$ , где  $\theta_1, \theta_2$  - фазы сверхпроводящих функций берегов.

Наиболее простым и часто встречающимся токо-фазовым соотношением джозефсоновского контакта, связывающим сверхпроводящий ток через контакт с разностью фаз на его берегах, является синусоидальное

$$I(\varphi) = I_c \sin \varphi, \quad (1)$$

где  $I_c$  - критический ток контакта (максимальный бездиссипативный ток).

Джозефсоновский контакт, имеющий в основном состоянии разность фаз  $\varphi = \pi$ , назовем  $\pi$ -контактом. Такой контакт имеет аномальные, сдвинутые на половину периода (см. рис. 2), токо-фазовое соотношение и зависимость энергии слабой связи от разности фаз:

$$I(\varphi) = -I_c \sin \varphi; \quad E = E_J(1 + \cos \varphi) \quad (2)$$

Впервые механизм  $\pi$ -контакта теоретически был предсказан в джозефсоновских переходах сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник с изоляционной прослойкой (SIS-контакт), содержащей магнитные примеси, но экспериментально такой эффект никогда не наблюдался [13]. Позже теоретически были рассмотрены  $\pi$ -контакты на основе джозефсоновских переходов сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник (SFS - контакт) [14]. В такой системе наведенный сверхпроводящий параметр порядка в ферромагнетике испытывает пространственные осцилляции из-за возникновения ненулевого

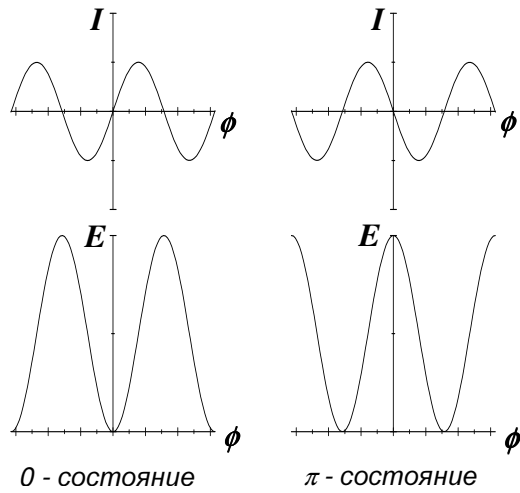


Рис. 2. Токо-фазовое соотношение и зависимость энергии слабой связи от разности фаз для обычного (0-) and  $\pi$ -контакта.

суммарного импульса куперовской пары в присутствии обменного поля ферромагнитной прослойки. Такой тип спаривания электронов (LOFF-состояние) был впервые предложен в 1964 году Ларкиным и Овчинниковым, а также Фулде и Феррелом независимо. Объемные сверхпроводники с таким состоянием не обнаружены до сих пор. Но удобным объектом для наблюдения LOFF-состояния оказались многослойные SF-структуры и джозефсоновские SFS-контакты. Когда толщина ферромагнитного слоя в SFS-переходе составляет половину периода осцилляции наведенного параметра порядка в F-слое, разность фаз на переходе в основном состоянии будет равна  $\pi$ .

Вначале экспериментальное исследование многослойных SF-структур проводилось с использованием сильных ферромагнетиков с высокими температурами Кюри и большой обменной энергией  $E_{ex} \gg kT$ . Обнаружение осцилляций параметра порядка проводилось путем исследования зависимости критической температуры  $T_c$  многослойных структур Nb/Gd [15], Nb/Fe [16], V/Fe [17] и Pb/Fe [18] от толщины ферромагнитного слоя  $d_F$ , которая имела немонотонный характер. Результаты этих экспериментов касательно существования  $\pi$ -состояния в таких системах носят спорный характер, так как исследовалось большое количество образцов с для получения толщинной за-

зависимости  $T_c(d_F)$ , а использование сильных ферромагнетиков (с большой обменной энергией) требовало создания чрезвычайно тонких слоев, что ставит под сомнение наличие ферромагнитных свойств в них.

В нашей лаборатории для обнаружения  $\pi$ -контакта были впервые изготовлены джозефсоновские SFS-контакты с использованием слабого ферромагнетика  $Cu_{1-x}Ni_x$ , для которого температура Кюри сравнима по величине с обменной энергией. Была обнаружена возвратная температурная зависимость критического тока  $Nb - Cu_{1-x}Ni_x - Nb$  контактов [19], свидетельствующая о переходе из  $0$  в  $\pi$ -состояние.

Позже французскими учеными были также получены SFS- $\pi$ -контакты с использованием таких слабых ферромагнетиков, как  $Pd_{0.88}Ni_{0.12}$  [20] и  $Cu_{0.52}Ni_{0.48}$  [21].

Отметим также, что за несколько лет до экспериментальной реализации SFS- $\pi$ -контактов были получены  $\pi$ -контакты на основе высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) с  $d$ -волновой симметрией параметра порядка, определяющей разные знаки сверхпроводящей волновой функции в разных кристаллографических направлениях.

В других работах [22, 23] были проведены исследования джозефсоновских контактов, образованных сверхпроводниками с  $s$ - и  $d$ -волновыми функциями (Pb и YBaCuO).

Наконец, еще один тип  $\pi$ -контактов был реализован на основе мезоскопического SNS-перехода [24].

Недавно впервые были получены джозефсоновские  $0$ - $\pi$ -контакты также на основе высокотемпературного сверхпроводника  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  [25], которые также, как и наши SFS- $\pi$ -контакты, могут переводиться из  $0$  - в  $\pi$  - состояние и обратно путем изменения температуры. В этом случае возвратная температурная зависимость критического тока возникает вследствие наличия так называемых межщелевых состояний на поверхности сферы Ферми в сверхпроводнике с  $d$ -спариванием. Такие состояния формируются за счет

андреевских отражений и смены знака параметра порядка в сверхпроводнике с d-симметрией волновой функции.

## 1.2 Эффект близости в SF-системе

Эффект близости заключается в проникновении сверхпроводящего параметра порядка  $\Psi(x)$  из сверхпроводника в область нормального (ферромагнитного) металла. При этом сам параметр порядка подавлен и испытывает скачок на границе сверхпроводник-нормальный металл (SN-граница, в случае сверхпроводник-ферромагнетик - SF-граница). Под SF (SN) границей мы будем подразумевать область, где параметр порядка - щель - (правильнее было бы говорить о спаривающей функции) спадает от своего максимального значения  $\Delta(T)$  в глубине сверхпроводника до нуля в глубине ферромагнетика (нормального металла) на характерной длине затухания  $\xi(T)$ . В случае контакта сверхпроводника с нормальным металлом, когда наведенный сверхпроводящий параметр порядка в нормальном немагнитном металле затухает на характерной длине  $\xi_N$ :

$$\Psi_N(x) = \Psi_N(0)e^{-\frac{x}{\xi_n}}, \quad (3)$$

единственным распаривающим фактором является лишь температурные флуктуации. Другими словами, время жизни  $\tau_p$  сверхпроводящей пары в нормальном металле тем меньше, чем больше характерная энергия распаривания  $k_B T$ . Тогда из соотношения неопределенностей Гейзенберга можно сделать следующую оценку:  $\tau_p \sim \hbar/k_B T$ . В чистом N-металле (длина свободного пробега электрона  $l_n \gg \xi_n$ ) куперовские пары могут распространяться на длину порядка  $v_F \tau_p \sim \hbar v_F/k_B T$ , т.е.

$$\xi_n^{clean} \sim \frac{\hbar v_F}{k_B T}. \quad (4)$$

В грязном N-металле ( $l_n \ll \xi_n$ ) пары проникают на длину диффузии за время  $\tau_p \sim \xi_n^2/D_n$ , т. е.

$$\xi_n^{dirty} \sim \sqrt{\frac{\hbar D_n}{k_B T}}, \quad (5)$$

где  $D_n = l_n v_F/3$  - коэффициент диффузии в нормальном металле.

В случае SF-контакта в ферромагнетике появляется еще один распаривающий фактор - обменное взаимодействие, пытающееся выстроить спины электронов пары в одном направлении. В этом случае, помимо затухания, наведенный параметр порядка испытывает еще и пространственные осцилляции (см. рис.3):

$$\Psi_F(x) = \Psi_F(0)e^{-\left\{\frac{x}{\xi_{F1}} + i\frac{x}{\xi_{F2}}\right\}}, \quad (6)$$

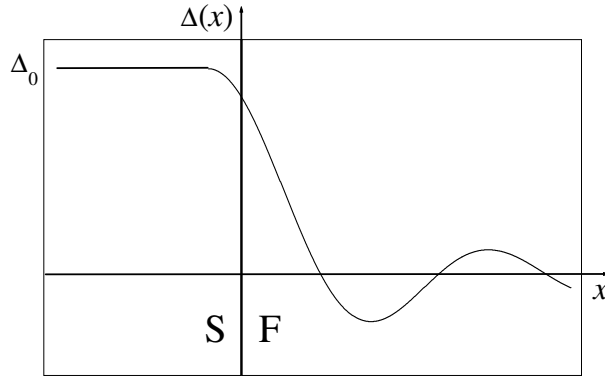


Рис. 3. Сверхпроводящий параметр порядка на SF-границе

Выражение для длины когерентности становится комплексным:

$$\xi_F^{-1} = \xi_{F1}^{-1} + i\xi_{F2}^{-1},$$

где  $\xi_{F1}$  - по-прежнему определяет длину затухания в ферромагнетике, а  $\xi_{F2}$  определяет длину волны  $2\pi\xi_{F2}$  осцилляций параметра порядка в ферромагнетике. В случае относительно малых обменных энергий  $E_{ex} \geq k_B T$  и слабого спин-орбитального рассеяния в грязном ферромагнетике, когда обменная и тепловая энергия дают сравнимый вклад в распаривание, общее выражение для комплексной длины когерентности имеет вид:

$$\xi_F = \left( \frac{\hbar D_F}{2(\pi k_B T + iE_{ex})} \right)^{1/2}, \quad (7)$$

$D_F$  - коэффициент диффузии в ферромагнетике. Выделяя действительную и мнимую части этого выражения, получим окончательно выражения для  $\xi_{F1}$

и  $\xi_{F2}$ :

$$\xi_{F1,2} = \left( \frac{\hbar D_F}{((\pi k_B T)^2 + E_{ex}^2)^{1/2} \pm \pi k_B T} \right)^{1/2}. \quad (8)$$

Видно, что в то время, как длина  $\xi_{F1}$  затухания растет с понижением температуры, длина волны осцилляций  $2\pi\xi_{F2}$  уменьшается. Это и дало нам возможность наблюдать переход SFS-контакта в  $\pi$ -состояние при понижении температуры.

Отметим, что в случае больших обменных энергий  $E_{ex} \gg k_B T$  величины  $\xi_{F1}$  и  $\xi_{F2}$  равны и описываются формулой

$$\xi_{F1} = \xi_{F2} = \sqrt{\frac{\hbar D_F}{E_{ex}}}. \quad (9)$$

Как уже упоминалось выше, причина возникновения в ферромагнетике знакопеременного параметра порядка заключается в появлении ненулевого суммарного импульса куперовских пар в присутствии обменного поля. Качественная картина этого механизма, предложенная Демлером [26] для случая чистых металлов - сверхпроводника и ферромагнетика, изображена на рис. 4

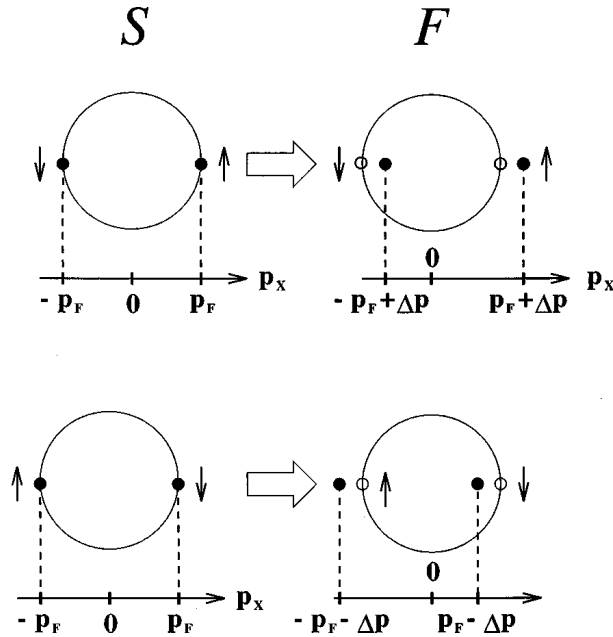


Рис. 4. Куперовская пара в сверхпроводнике (S) и ферромагнетике (F) [26]

В сверхпроводнике куперовская пара образована электронами с противоположными импульсами  $\hbar\mathbf{k}$  и  $-\hbar\mathbf{k}$ , так что суммарный импульс пары  $\hbar\mathbf{q} = 0$ . В ферромагнетике произойдет изменение энергий электронов пары за счет обменного взаимодействия: первый электрон, спин которого направлен параллельно обменному полю  $\mathbf{h}$ , уменьшит свою потенциальную энергию на  $E_{ex}$ , а второй электрон с антипараллельным спином увеличит на  $E_{ex}$ . Но энергии электронов, образующих куперовскую пару, должны быть равны. Казалось бы, куперовская пара должна разрушиться под действием обменного поля, но возможен и иной вариант. Если импульс первого электрона увеличить до величины  $\hbar k_1$ , такой, что  $|(\hbar k_1)^2/2m - (\hbar k)^2/2m| = E_{ex}$ , где  $k_1 - k = Ql \sim E_{ex}/\hbar v_F$ , а импульс второго электрона уменьшить на такую же величину, до  $\hbar k_2 = \hbar k - \hbar k_1$ , то полные энергии электронов останутся одинаковыми, так как изменения их обменной энергии скомпенсированы изменениями кинетической энергии. Но тогда центр масс такой куперовской пары имеет теперь ненулевой полный импульс  $\hbar Q = 2\hbar Ql$ , что дает осциллирующий вклад в параметр порядка, пропорциональный  $e^{iQx}$ . Существует еще и другая конфигурация спинов, когда первый электрон (со спином вдоль обменного поля) имеет импульс  $-\hbar k$ , а импульс второго равен  $\hbar k$ . Такая пара приобретает полный импульс  $-\hbar Q$ , и полный параметр порядка без учета затухания

$$\Psi_F(x) = \Psi_F(0) \frac{e^{-iQx} + e^{iQx}}{2} = \Psi_F(0) \cos Qx, \quad (10)$$

так что длина волны  $2\pi\xi_{F2}$  осцилляций параметра порядка равна  $2\pi/Q \sim \hbar v_F/E_{ex}$ . В грязном ферромагнитном металле направление импульсов электронов быстро меняется из-за рассеяния на примесях, поэтому зависимость типа (10) должна быть усреднена по направлениям вектора  $\mathbf{Q}$ .

На рис. 5 представлен результат расчета распределения параметра порядка в грязной ферромагнитной прослойке для различных соотношений толщины слоя  $d_F$  и периода осцилляций  $2\pi\xi_{F2}$ . Пунктирной линией показано распределение параметра порядка для 0-состояния при  $d_F = \pi\xi_{F2}$ , ко-

гда оно имеет более высокую энергию по сравнению с  $\pi$ -состоянием (средний квадрат градиента параметра порядка в 0-состоянии выше, чем в  $\pi$ -состоянии). На маленьком рисунке-вставке изображены зависимости свободных энергий Гинзбурга-Ландау для состояний SFS-перехода с разностями фаз 0 и  $\pi$ . Видно, что  $\pi$ -состояние действительно становится более устойчивым при  $d_F \simeq \pi\xi_F^2$ .

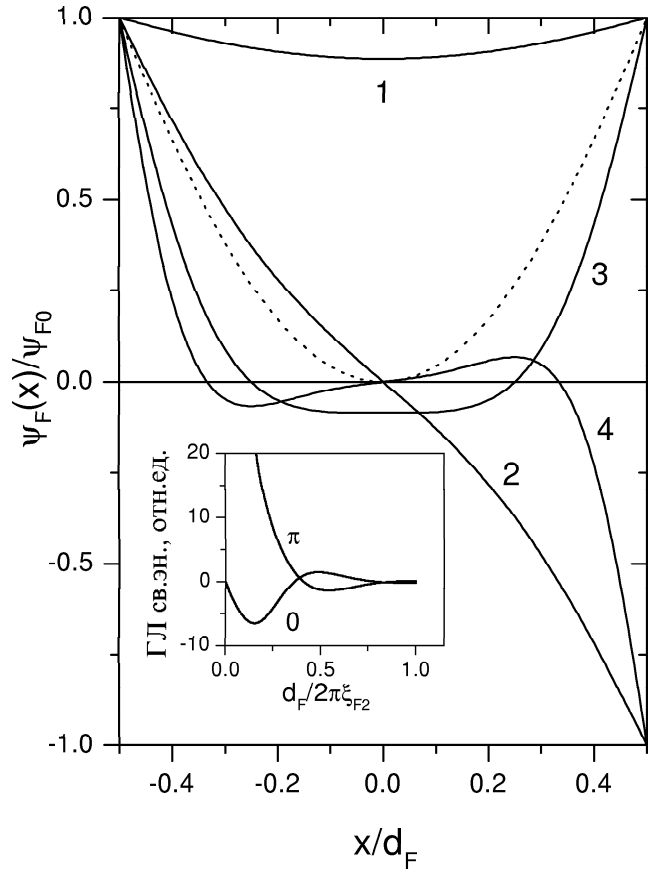


Рис. 5. Пространственное распределение сверхпроводящего параметра порядка в F-слое джозефсоновского  $SFS$  сэндвича, вычисленные [19] для различных соотношений  $d_F/(2\pi\xi_{F2})$ : для  $d_F/(2\pi\xi_{F2})=1/(2\pi)$  и 1 (кривые 1 и 3) наименьшая энергия соответствует 0-состоянию, а для  $d_F/(2\pi\xi_{F2})=1/2$  и  $3/2$  (кривые 2 и 4) более энергетически выгодным является  $\pi$ -состояние. Для сравнения пунктиром показана кривая 0-состояния для  $d_F/(2\pi\xi_{F2})=1/2$ , которое имеет более высокую энергию, чем  $\pi$ -состояние, представленное кривой 2. Результаты расчетов свободной энергии Гинзбурга-Ландау для 0- и  $\pi$ -состояний показаны на вставке.

## 2 Приготовление образцов и методика эксперимента

### 2.1 Приготовление SFS-контактов и сверхпроводящих структур на их основе

Одна из основных проблем, возникающих при изготовлении джозефсоновских SFS-контактов, заключается в выборе материала для ферромагнитной прослойки. Дело в том, что при использовании таких классических материалов как железо (Fe), кобальт (Co) или никель (Ni) наведенный сверхпроводящий параметр порядка испытывает чрезвычайно сильное затухание и для образования слабой связи толщина прослойки в SFS-контакте не должна превышать 1 нм. На данном этапе развития технологии качественные и непрерывные (не островковые) металлические пленки такой толщины могут быть приготовлены только эпитаксиальными методами, для которых требуется специальное и очень дорогостоящее оборудование. В нашей лаборатории для изготовления тонкопленочных образцов используется установка Z-400 немецкой фирмы Leybold, обладающая необходимыми возможностями для осаждения однородных металлических пленок толщиной более 5 нм методами магнетронного распыления и высокочастотного ионно-плазменного распыления. Поэтому нам был необходим такой ферромагнитный материал, чтобы длина затухания наведенного сверхпроводящего параметра порядка в нем была сравнима с доступной нам толщиной F-слоя ( $d_F \geq 5$  нм). Кроме того, при выборе материала F-прослойки нас интересовал случай слабого ферромагнетика, когда обменная и тепловая энергии вносят сравнимые вклады в процесс разрушения куперовских пар, что дает возможность наблюдать температурный переход из 0 в  $\pi$ -состояния.

В качестве ферромагнитного материала был выбран сплав никеля (Ni) с медью (Cu) с низкой температурой Кюри. Удобство его использования за-

ключается в том, что медь и никель образуют непрерывный ряд твердых растворов и, меняя концентрацию никеля, есть возможность подобрать любую температуру Кюри в пределах от 0 до 650 К (см. рис. 6).

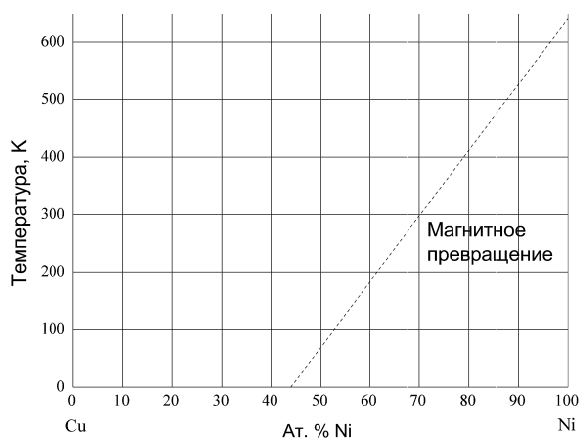


Рис. 6. Зависимость температуры Кюри сплава  $CuNi$  от атомной концентрации никеля [27]

Медь и никель широко доступны, хорошо поддаются высокой очистке и их сплавы легко механически обрабатываются. Для обеспечения прозрачности и четкости SF-границы было важно то, что ни медь, ни никель не образуют с ниобием интерметаллические соединения и их взаимная растворимость мала.

Тонкопленочные SFS-структуры  $Nb - Cu_{1-x}Ni_x - Nb$  ( $x = 0.52 - 0.57$ ) изготавливались на кремниевых подложках марки КДБ-40 размером  $15 \times 15 \text{ мм}^2$  с осажденной методом высокочастотного ионно-плазменного распыления аморфной пленкой  $Al_2O_3$  толщиной 100 нм.

Формирование структур (рис. 7) включало в себя четыре технологических этапа:

### 1. Создание нижнего ниобиевого электрода образца

Пленка ниобия толщиной 110 нм осаждалась методом магнетронного распыления в разряде постоянного тока в атмосфере аргона. Давление аргона составляло  $6 \cdot 10^{-3}$  мбар. Скорость осаждения ниобия —

3 нм·сек<sup>-1</sup>. Далее фотолитографией с последующим химическим травлением в смеси плавиковой и азотной кислот получалась ниобиевая шина шириной 100 мкм.

## 2. Осаждение пленки *CuNi*

Пленка *CuNi* толщиной 15 – 30 нм осаждалась методом высокочастотного ионно-плазменного распыления. Условия процесса: давление аргона  $-4 \cdot 10^{-2}$  мбар; скорость осаждения  $-0.3$  нм·сек<sup>-1</sup>; напряжение смещения на ВЧ-катоде  $-1$  кВ. Для обеспечения чистоты границы между ниобиевой и медно-никелевой пленками перед осаждением слоя *CuNi* в едином вакуумном цикле производилась высокочастотная ионно-плазменная очистка поверхности нижнего ниобиевого электрода образца. Рисунок пленки *CuNi* в виде квадрата формировался фотолитографией и химическим травлением в сильноразбавленном растворе *FeCl<sub>3</sub>*. Вариация концентрации никеля в *CuNi*-пленке осуществлялась подбором специально приготовленных мишеней соответствующего состава. Отличие относительных концентраций компонентов в мишенях и в осажденных пленках было незначительным (менее 0.1%). Сверху на слой *CuNi* осаждалась пленка чистой меди толщиной не менее 50 нм, которая защищала этот слой структуры при проведении процесса ионной очистки поверхности на последнем этапе изготовления. В про-

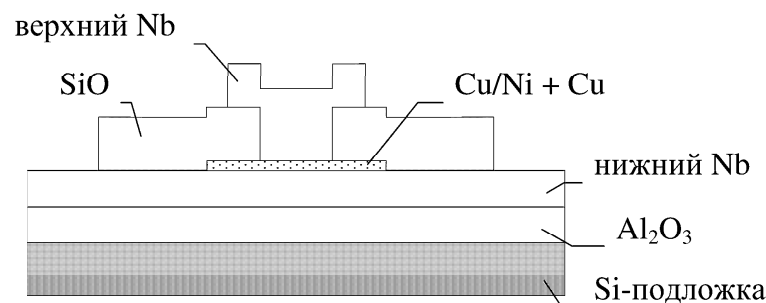


Рис. 7. Схематическое изображение джозефсоновского SFS-сэндвича в поперечном сечении

тивном случае бомбардировка ионами могла менять процентный состав никеля в приграничной области, что было нежелательно.

### 3. Создание слоя изоляции

Слой изоляции (пленка монооксида кремния  $SiO$  толщиной 170 нм) с "окном"  $50 \times 50$  мкм<sup>2</sup> или  $10 \times 10$  мкм<sup>2</sup>, определяющим площадь SFS-контакта, создавался следующим образом: пленка  $SiO$  осаждалась методом термического вакуумного испарения; для формирования окна в пленке  $SiO$  использовался процесс взрывной фотолитографии (lift-off).

### 4. Осаждение верхнего ниобиевого электрода

После предварительной ионной очистки поверхности медно-никелевого слоя в едином вакуумном цикле осаждался верхний ниобиевый электрод толщиной 240 нм. Осаждение осуществлялось методом магнетронного распыления в разряде постоянного тока. Для формирования верхнего электрода образца использовался процесс взрывной фотолитографии.

О качестве осаждения металлических пленок можно судить по рис. 8, на котором представлена фотография поперечного сечения медно-никелевой пленки, осажженной на кремниевую подложку. Фотография получена методом просвечивающей электронной микроскопии.

Для удобства подключения образца к токовым и потенциальным линиям экспериментальной установки в процессе приготовления формировались большие ( $3 \times 2$  мм<sup>2</sup>) ниобиевые контактные площадки.

Однако такой технологический процесс имеет ряд недостатков: ухудшается прозрачность SF границ, в переходе присутствует слой меди, который влияет на зависимости параметров перехода от толщины ферромагнитной прослойки, также наличие слоя меди может приводить к возникновению внутри SFS контакта чередующихся областей  $0$ - и  $\pi$ - состояний.

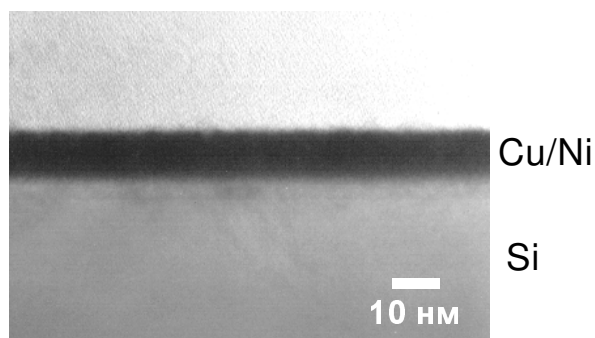


Рис. 8. Поперечное сечение медно-никелевой ( $CuNi$ ) пленки, осажденной на кремниевую ( $Si$ ) подложку

Более перспективной с этой точки зрения является так называемая "трехслойная" технология, эта технология изготовления переходов отличается от описанной выше "послойной" тем, что на первом этапе без разрыва вакуумного цикла осаждаются слой сверхпроводника, слой ферромагнетика и еще один слой сверхпроводника, затем с помощью процессов фотолитографии или электронной литографии, ионно-плазменного и плазмо-химического травления формируются нижний сверхпроводящий электрод и собственно джозефсоновский SFS контакт. На следующих этапах осаждаются слой изоляции с окном (в данном случае окно не определяет размер SFS контакта) и верхний сверхпроводящий электрод. При нашем участии такой технологический процесс был разработан и внедрен в лаборатории профессора D. J. Van Harlingen в Университете штата Иллинойс, Урбана, США. Трехслойная технология также позволяет изготавливать субмикронные SFS контакты.

## 2.2 Пиковольтметр на основе СКВИДа и другое экспериментальное оборудование

Нормальное сопротивление приготовленных SFS-сэндвичей составляло  $10^{-4} - 10^{-5}$  Ом. При критических токах переходов порядка нескольких микроампер характеристическое джозефсоновское напряжение  $V_c = I_c \cdot R_n$  со-

ставляло десятки пиковольт и современные серийные полупроводниковые нановольтметры не обеспечивали необходимой точности измерений. Поэтому исследование джозефсоновских характеристик таких образцов проводилось с помощью разработанных в лаборатории пиковольтметров на основе высокочастотного СКВИДа (от английского SQUID – Superconducting Quantum Interference Device - сверхпроводящее устройство, использующее явление квантовой интерференции) и СКВИДа постоянного тока, которые обеспечивали точность измерений не хуже  $10^{-12}$  В. Блок-схема высокочастотного СКВИД-вольтметра представлена на рис. 9, где использованы следующие обозначения: ИТ – источник тока (Keithley 224), ГНЧ – генератор низких частот (ГЗ-120), В – вольтметр (Solartron 7061), УНЧ – усилитель низких частот, ФСД – фазовый синхронный детектор (УНЧ + ФСД = Lock-in amplifier SR530), ГВЧ – кварцевый генератор высоких частот на 22 МГц, УВЧ – усилитель высоких частот, Д – детектор (ГВЧ + УВЧ + Д = блок электроники, разработанный в лаборатории).

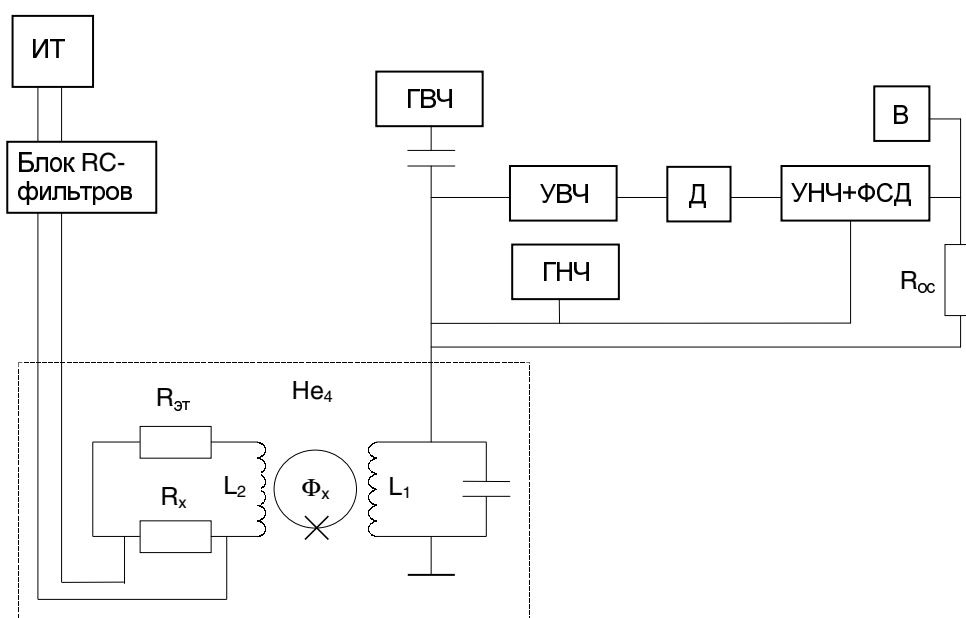


Рис. 9. Блок-схема ВЧ-СКВИД-вольтметра

В целом, измерительная установка состоит из криогенной части (на схеме

она обведена рамкой), высокочастотного и низкочастотного блоков усиления и детектирования сигнала, поступающего от резонансного ВЧ-контура. Криогенная часть (более детально она представлена на рис. 10) включала в себя ниобиевый "циммермановский" датчик СКВИДа, мост постоянного тока и резонансный ВЧ-контур.

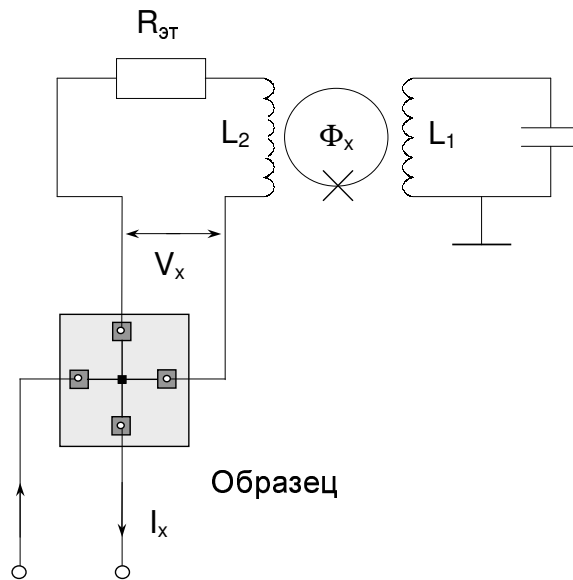


Рис. 10. Криогенная часть СКВИД-вольтметра

С одной стороны датчик СКВИДа имел индуктивную связь с катушкой  $L_2 \sim 10^{-7}$  Гн, которая является элементом моста постоянного тока, с другой стороны — с ВЧ-контуром. Кроме катушки индуктивности в схему моста входят сам образец  $R_x$  и эталонное сопротивление ( $R_{эТ} \sim 10^{-4}$  Ом), изготовленное из латунной фольги. Все эти элементы соединены сверхпроводящими  $NbTi$  проводами. Подключение образца в измерительную цепь производилось по четырехточечной схеме. Ниобиевые контактные площадки образца облуживались индиевым припоем с помощью ультразвукового паяльника, что обеспечивало необходимые низкие контактные сопротивления ( $R < 10^{-6}$  Ом).

Внешним источником через блок RC-фильтров в исследуемый образец подавался ток  $I_x$ . При появлении на образце ( $R_x$ ) разности потенциалов через

эталонное сопротивление и катушку  $L_2$  моста начинал протекать ток. Изменение магнитного потока  $\Phi_x$ , создаваемого катушкой  $L_2$ , в кольце СКВИДа вызывало периодическое изменение амплитуды переменного напряжения на ВЧ-контуре (резонансная частота  $f_{rf} \sim 22$  МГц), которое регистрировалось блоками усиления и детектирования сигнала. Для очистки сигнала от шумов через катушку ВЧ-контур задавался также модулирующий низкочастотный ток с частотой  $f_{lf} \sim 1$  кГц. В схему вольтметра входил дополнительный контур обратной связи, с помощью которого частично компенсировался магнитный поток, создаваемый катушкой  $L_2$  в кольце СКВИДа, и таким образом "растягивался" линейный диапазон работы вольтметра относительно изменения потока  $\Phi_x$ . Результирующий сигнал (постоянное напряжение, снимаемое с выхода синхронного 'Lock-in' усилителя) на выходе СКВИД-вольтметра являлся относительной величиной и определялся многими параметрами. Для установления связи между показаниями вольтметра и реальным напряжением на образце требовалась калибровка, которая производилась по измерению положения ступеней постоянного напряжения при облучении джозефсоновских переходов переменным электромагнитным полем (ступени Шапиро).

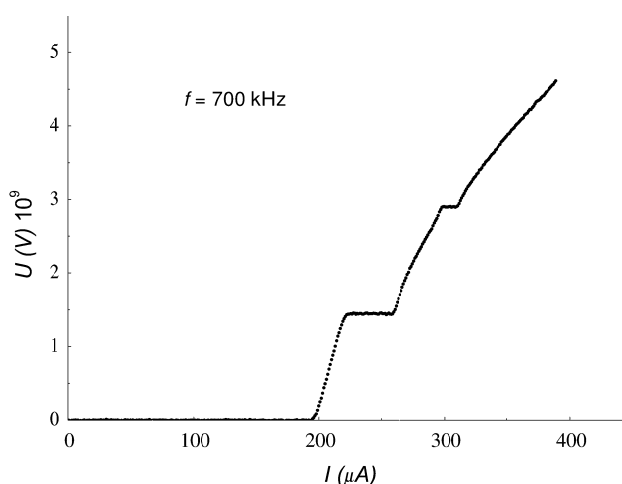


Рис. 11. Ступени постоянного напряжения при облучении джозефсоновского перехода электромагнитным полем (ступени Шапиро)

На рис. 11 представлена калибровочная вольт-амперная характеристика,

полученная при облучении сэндвича  $Nb-CuNi-Nb$  полем с частотой  $f = 700$  кГц. Напряжение первой ступени  $V_1$  составляет  $1.63 \cdot 10^{-9}$  В ( $V = \Phi_0 f$ ).

Блок-схема сквида постоянного тока изображена на рис.12. Сам датчик сквида постоянного тока представляет собой два джозефсоновских перехода, включенных параллельно в сверхпроводящее кольцо. Максимальный бездиссипативный ток через такое кольцо периодически зависит от приложенного поперечного постоянного магнитного поля с периодом, равным кванту потока  $\Phi_0$ .

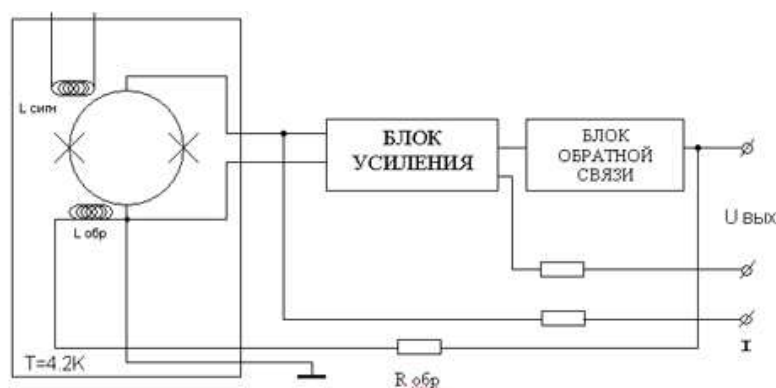


Рис. 12. Блок-схема сквида постоянного тока.

Как и в случае ВЧ-СКВИДа, при появлении на образце ( $R_x$ ) разности потенциалов через катушку  $L_{\text{сигн}}$  моста начинает протекать ток, изменяя магнитный поток в кольце СКВИДа. Напряжение датчика СКВИДа усиливается низкошумящим операционным усилителем, и, проходя через блок обратной связи, подается на катушку обратной связи  $L_{\text{обр}}$ , частично компенсируя изменения магнитного потока в кольце. Напряжение на выходе схемы пропорционально току через катушку обратной связи, и, следовательно, изменению внешнего магнитного потока. Динамический диапазон обратной связи составлял  $-10 \dots 10$  В ( $-200\Phi_0 \dots 200\Phi_0$ ), сопротивление обратной связи  $R = 3.3$  кОм.

Для проведения экспериментальных исследований образец закреплялся на низкотемпературных вставках, включающих в себя криогенные части

СКВИД-вольтметров, которые помещались в криостат с жидким гелием. Такие вставки обеспечивали работу при температурах 1.2–4.2 К. В них образец постоянно находился в гелиевой ванне и изменение температуры проводилось откачкой паров гелия из криостата. Температура ванны контролировалась по давлению пара над поверхностью гелия и стабилизировалась при помощи мембранного регулятора скорости откачки. Измерение давления проводилось при помощи датчика абсолютного давления фирмы Leybold. Такой метод давал надежный контроль температуры с точностью порядка 10 мК. Низкотемпературные вставки оборудовались катушками, создающими в области образца поперечные магнитные поля, что давало возможность измерять зависимости критического тока структур от внешнего магнитного поля. Для экранирования внешних магнитных полей, создаваемых окружающим оборудованием и естественным фоном Земли использовалась система экранов. В непосредственной близости от образца находился сверхпроводящий ниобиевый экран (с увеличивающейся кверху толщиной стенок), который стабилизировал магнитное поле в рабочем объеме. Поверх располагались еще два экрана. Первый, выполненный из специального криопермаллоя находился в гелиевой ванне, а другой, внешний, окружал весь криостат и был изготовлен из пермаллоя марки 81НМА. Использование такой системы экранов позволяло получать в рабочем объеме "магнитный вакуум"  $H \leq 10^{-3}$  Гс.

Эксперимент по абсолютному детектированию  $\pi$ -состояния проводился без применения СКВИД-вольтметра т.к. в этом случае измеряемые напряжения были как минимум на порядок выше. Для этого использовалась измерительная установка, основанная на серийных прецизионных источниках тока и вольтметрах фирмы Keithley. Достаточный магнитный вакуум обеспечивался набором экранов, аналогичным экранам в установке СКВИД-вольтметра. Все каналы тока и напряжения проходили через RC-фильтры, расположенные в верхней части вставки.

Практически все функции измерительной установки были автоматизиро-

ваны. Управление оборудованием проводилось в стандарте IEEE-488.2 через персональный компьютер с соответствующим GPIB-интерфейсом. Программное обеспечение было написано на языке Labview.

## 3 Результаты экспериментов

### 3.1 Джозефсоновские характеристики SFS-контактов

Для приготовления SFS-контактов использовались различные слабоферромагнитные сплавы  $Cu_{1-x}Ni_x$  с  $x = 0.52; 0.53; 0.57$ . Граница парамагнетизма и ферромагнетизма при "гелиевых" температурах, по литературным данным [27], находится при  $x = 0.44$ . Ранее в нашей лаборатории были проведены подробные исследования ферромагнитных пленок из  $CuNi$ . На рис. (13) приведены температурные зависимости сопротивления и магнитного момента пленки  $Cu_{0.48}Ni_{0.52}$ . Видно, что при  $T \approx 20K$ , которая принимается за температуру Кюри, происходит переход в ферромагнитное состояние.

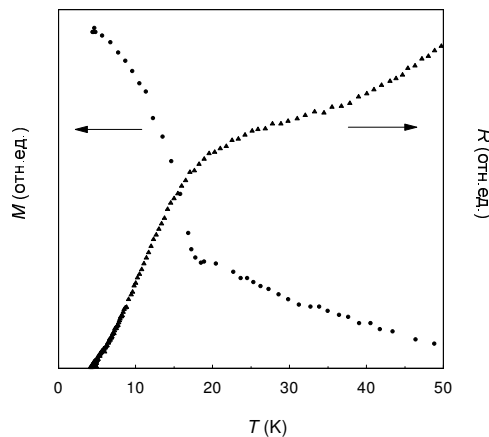


Рис. 13. Температурная зависимость сопротивления и магнитного момента для пленки  $Cu_{0.48}Ni_{0.52}$

Сопротивление пленки в ферромагнитном состоянии резко падает, так как практически "вымерзает" процесс рассеяния электронов с переворотом спина. Магнитный момент измерен с помощью сквид-магнитометра стандартной процедурой охлаждения в нулевом магнитном поле.

Однако, остается не ясным, обусловлен ли ферромагнетизм  $CuNi$  пленок магнитными доменами или наличием большого количества мелких никелевых кластеров, т.е. межкластерными обменными механизмами. Если в наших

пленках присутствуют домены, то встает вопрос о направлении намагниченности в них, - в плоскости пленки или же перпендикулярно ей.

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) приготовленных SFS-контактов демонстрируют поведение, схожее с SNS-контактами, для которых ВАХ задается простой формулой  $V = R_n \sqrt{I^2 - I_c^2}$ , где  $R_n$ - сопротивление контакта в нормальном состоянии (в нашем случае  $R_n \sim 10^{-5}$  Ом),  $I_c$ -критический ток, рис. 14а. Безгистерезисное поведение ВАХ свидетельствует о пренебрежимо малой емкости SFS-контакта. В этом случае параметр Маккамбера, определяющий ток возврата и необратимость резистивных свойств, пренебрежимо мал:  $\beta_c = (2e/\hbar)I_c C R^2 \ll 1$ , где  $C$  - емкость контакта. На рис. 14б и 15 изображены экспериментальные и теоретические фраунгоферовы зависимости максимального бездиссипативного тока через переход от внешнего магнитного поля. Теоретическая зависимость в случае короткого перехода (характерный размер перехода  $L \ll 2\lambda_J$ ,  $\lambda_J = \sqrt{\frac{c\Phi_0}{8\pi^2 j_c d}}$  - глубина проникновения магнитного поля в переход,  $j_c$  - плотность крит. тока,  $d = 2\lambda_L + d_F$  - размер области, где протекает ток,  $\lambda_L$  - лондоновская глубина проникновения магнитного поля,  $d_F$  - толщина ферромагнитного слоя), имеет вид

$$I_{max} = I_c \left| \frac{\sin(\pi\Phi/\Phi_0)}{\pi\Phi/\Phi_0} \right|. \quad (11)$$

Практически идеальные фраунгоферовы зависимости свидетельствуют о высокой однородности толщины и свойств ферромагнитной прослойки. Если магнитная структура F-слоя не усреднена (т.е. имеется остаточная намагниченность), то это сразу отражается на форме зависимости  $I_{max}(H)$ , приводя к ее искажениям. Более того, захваченные сверхпроводящими обкладками сэндвича абрикосовские вихри, также искажают зависимость  $I_{max}(H)$ , уменьшая критический ток за счет наличия нормальной сердцевинки, а также создавая дополнительную разность фаз собственным магнитным полем [28, 29]. Поэтому для получения экспериментальных кривых хорошего качества осуществлялись размагничивание образцов переменным полем и их медленное

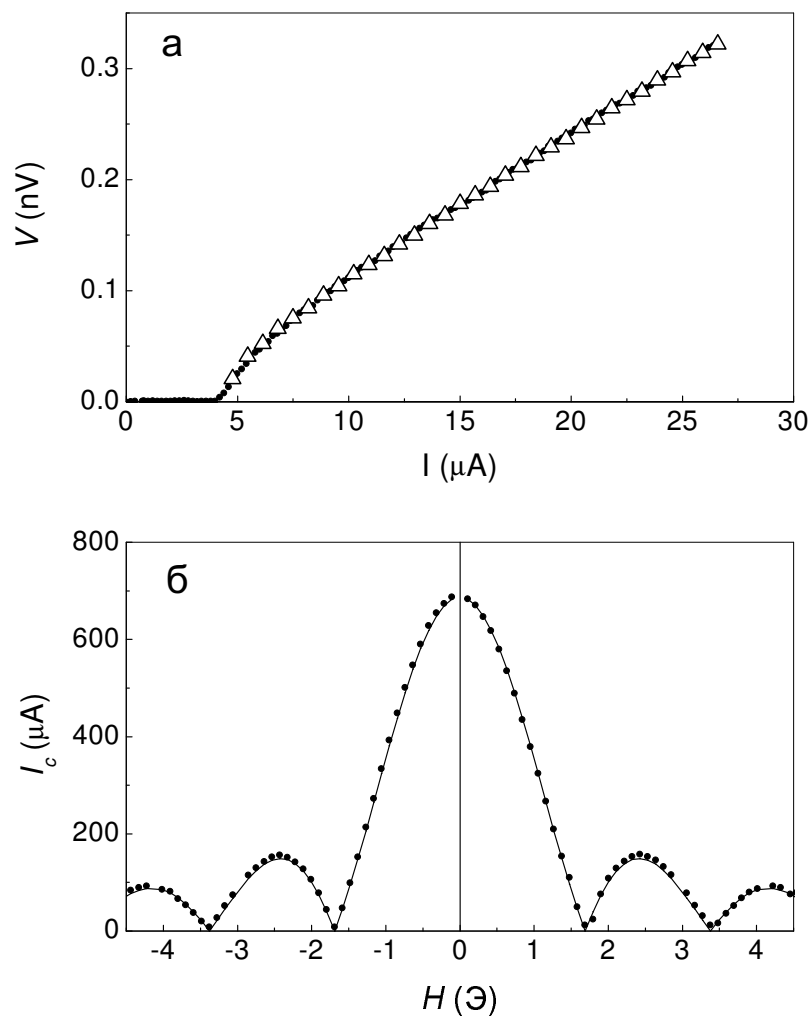


Рис. 14. Джозефсоновские характеристики SFS-сэндвичей  $Nb - Cu_{52}Ni_{48} - Nb$ . (а) Экспериментальная и теоретическая вольт-амперные характеристики,  $d_F = 22$  нм,  $T = 3.1$  К. (б) Экспериментальная и теоретическая фраунгоферовы зависимости критического тока образца от внешнего магнитного поля,  $d_F = 19$  нм,  $T = 4.2$  К

охлаждение и нагрев.

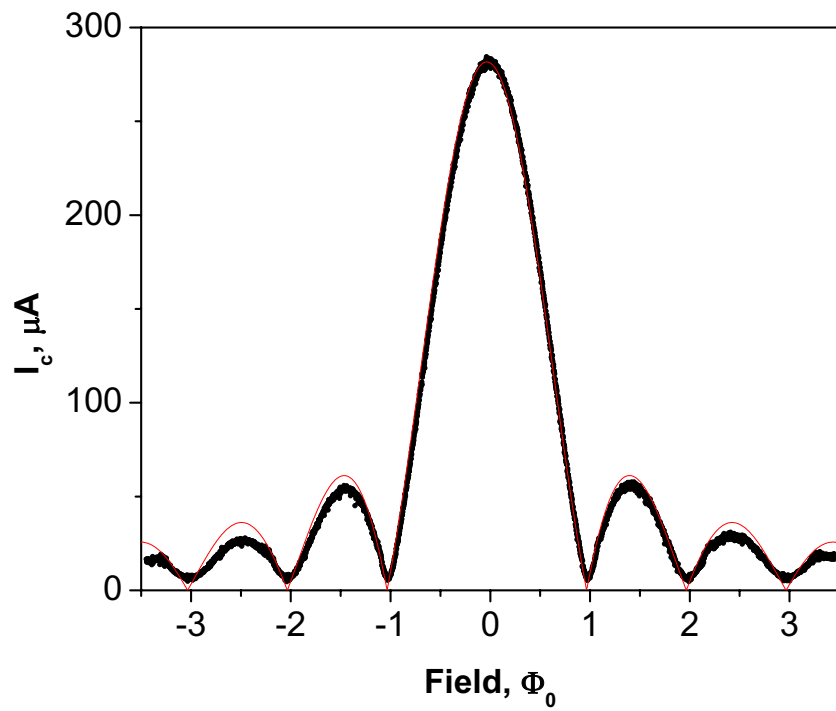


Рис. 15. Экспериментальная и теоретическая фраунгоферовы зависимости критического тока SFS-сэндвича  $Nb-Cu_{50}Ni_{50}-Nb$ , изготовленного по трех-слойной технологии, от внешнего магнитного поля,  $d_F = 18$  нм,  $T = 4.2$  К

## 3.2 Зависимость критического тока SFS-контактов от толщины ферромагнитной прослойки

Основным результатом данной работы является подробное исследование толщинной зависимости критического тока SFS сэндвичей  $Nb-Cu_{0.47}Ni_{0.53}-Nb$  в широком интервале значений  $d_F$ . В интервале  $d_F=8-26$  нм (Рис. 16) изменение плотности критического тока составило 5-6 порядков, при этом в области некоторых толщин критический ток вел себя возвратным образом, достигая нуля. На рисунке можно видеть два таких отрицательных пика: первый (в области 11 нм) соответствует переходу из обычного "0"-состояния в  $\pi$ -состояние при толщине  $d_{F,\pi_1} \simeq \pi\xi_{F2}$ , а второй - обратному переходу в 0-состояние при толщине  $d_{F,\pi_2} \simeq 2\pi\xi_{F2} = 22 - 23$  нм (аналогично температуру зануления критического тока в области первого пика обозначим через  $T_{\pi_1}$ , а в области второго -  $T_{\pi_2}$ ). На вставке представлен также температурный 0- $\pi$ -переход для сэндвича с  $d_F=11$  нм. Таким образом интервал толщин 10-23 нм соответствует  $\pi$ -состоянию, которому формально отвечают отрицательные критические токи. Поскольку в реальном эксперименте с заданием тока через образец мы измеряем, фактически, абсолютные величины  $I_c$ , участок кривой между двумя узкими провалами есть отражение формальной зависимости из отрицательной в положительную часть графика.

Положение 0- $\pi$ -переходов на Рис. 16 позволяет оценить значение  $\xi_{F2} \simeq 4.12$  нм, а наклон огибающей - характерную длину затухания параметра порядка  $\xi_{F1} \simeq 1.34$  нм. Видно, что эти две длины существенно различаются, причем это различие невозможно объяснить температурным вкладом, определяемым (8), который в интервале температур 1.7 - 4.2 К изменяет значение  $\lambda_{ex} = 2\pi\xi_{F2}$  менее чем на 1 нм. При выводе (8) не были учтены процессы спин-орбитального рассеяния [26, 30] и рассеяния с переворотом спина [21, 31], которые как и температура должны увеличивать  $\xi_{F2}$  и уменьшать  $\xi_{F1}$ . Поскольку атомные номера меди и никеля сравнительно невелики, мы

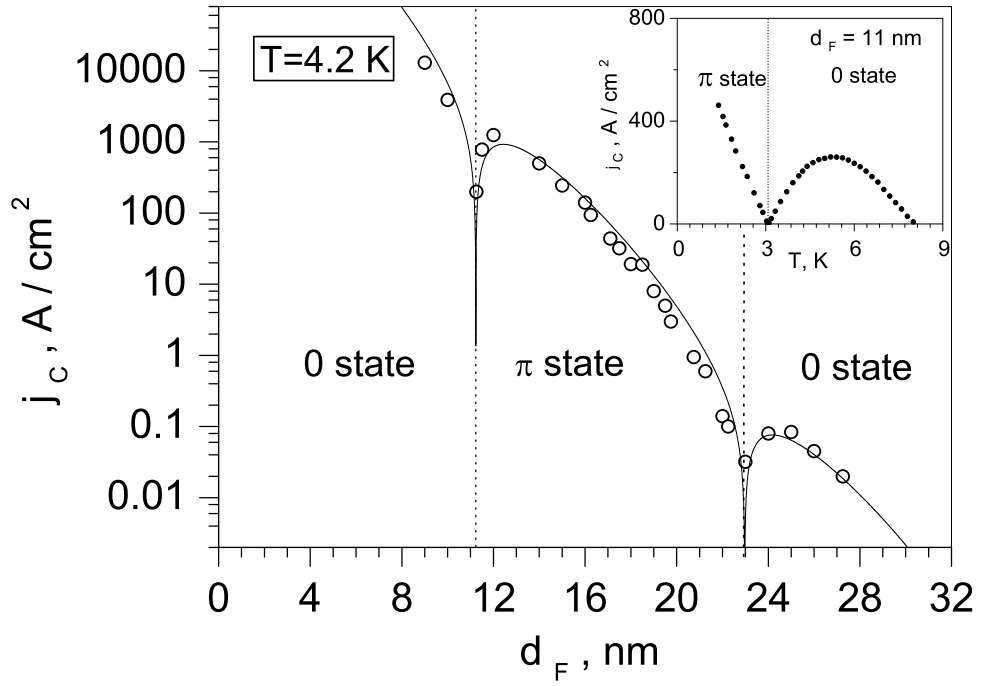


Рис. 16. Зависимость плотности критического тока  $Nb - Cu_{0.47}Ni_{0.53} - Nb$  контактов от толщины ферромагнитного слоя при температуре 4.2 К. 0 –  $\pi$ -переход при  $d_F = 11$  нм соответствует также полному занулению критического тока при  $T_{\pi 1} = 3.1$  К, как показано на кривой  $j_c(T)$ , представленной на вставке.

предполагаем, что влияние спин-орбитального рассеяния пренебрежимо по сравнению с рассеянием с переворотом спина. Последнее же может быть весьма существенным, что обусловлено наличием обогащенных никелем кластеров в  $CuNi$  сплаве с концентрацией, близкой к 50 процентам [32, 33], что приводит к неоднородностям магнетизма в F-слое.

На Рис. 17 показаны экспериментально измеренные температурные зависимости плотностей критического тока  $j_c(T)$  SFS сэндвичей с различной концентрацией никеля ( $x = 0.52, 0.53$  и  $0.57$ ) в  $Cu_{1-x}Ni_x$ -слое при толщинах  $d_F$  близких к значению обратного ( $\pi$ -0) перехода. Возвратная температурная зависимость - прямое следствие перехода при температуре  $T = T_{\pi 2}$ . При понижении температуры "отрицательная" ветвь, соответствующая  $\pi$ -состоянию переходит в положительную область, проходя через нулевое значение кри-

тического тока. В соответствии с (9) длина  $\xi_{F2}$  - обратно пропорциональна  $\sqrt{E_{ex}}$  и, следовательно  $d_{F,\pi_2} = \frac{7}{4}\pi\xi_{F2} \propto \sqrt{E_{ex}}$ . Поскольку мы не имели возможности прямо измерить  $E_{ex}$  и судили о магнетизме F-слоя только по температуре Кюри, мы не можем произвести количественного сравнения полученных результатов с (8). Однако качественное соответствие налицо: чем больше содержание никеля в ферромагнитном сплаве, тем меньше период пространственных осцилляций параметра порядка в F-слое, что определяет меньшие толщины ферромагнетика, при которых возможно наблюдение температурного перехода в  $\pi$ -состояние в SFS сэндвиче.

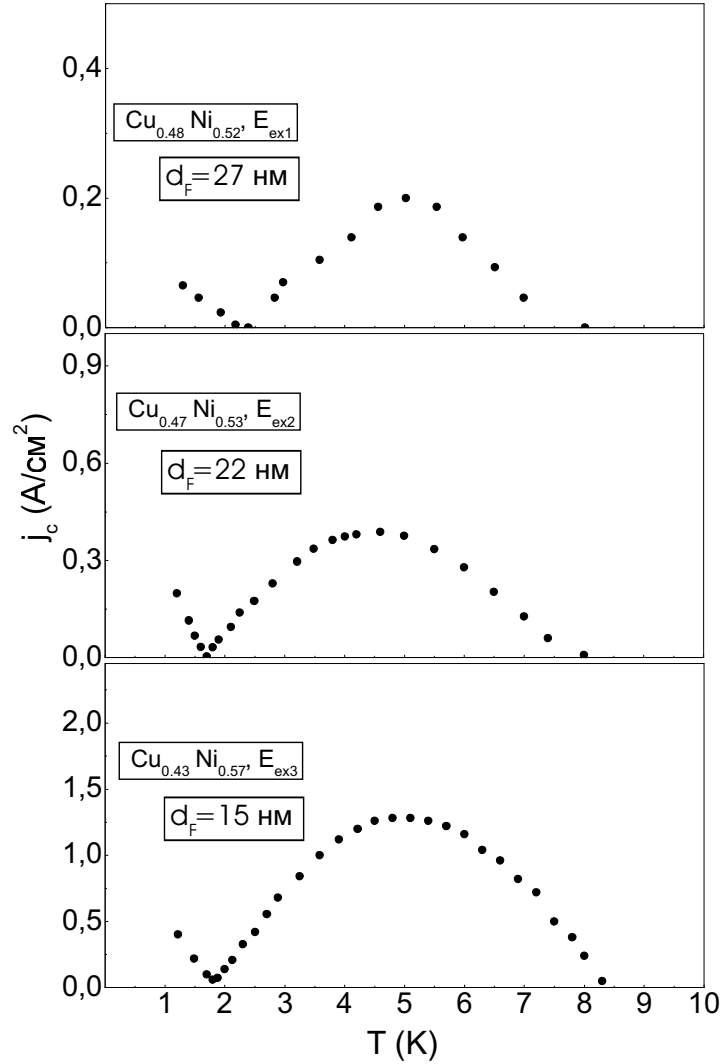


Рис. 17. Аномальные температурные зависимости плотности критического тока SFS контактов с различным содержанием Ni ( $x = 0.52, 0.53$  и  $0.57$ ) в  $\text{Cu}_{1-x}\text{Ni}_x$  слое  $\text{Nb} - \text{Cu}_{1-x}\text{Ni}_x - \text{Nb}$  сэндвичей с толщиной  $d_F$  близкой к значению, соответствующему обратному переходу из  $\pi$ - в  $0$ -состояние.

### 3.3 Методика детектирования $\pi$ -состояния. Реализация сверхпроводящего фазового инвертора для сверхпроводниковой электроники

Нами был предложен и реализован экспериментальный метод детектирования  $\pi$ -состояния SFS контакта. Наиболее прямым способом детектирования сдвига разности фаз джозефсоновских контактов на  $\pi$  является сравнение зависимостей критического тока от магнитного поля двух сверхпроводящих интерферометров, первый из которых (далее контрольный интерферометр) состоит из двух джозефсоновских контактов сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник (SIS), а второй состоит из двух SIS контактов и исследуемого SFS контакта (исследуемый интерферометр), причем критический ток SFS контакта должен быть намного больше, чем критический ток SIS контактов. Если SFS контакт находится в  $\pi$ -состоянии, то в ячейке исследуемого интерферометра в отсутствие тока и внешнего поля существует набег сверхпроводящей фазы равный нечетному числу  $\pi$ , что полностью аналогично приложению внешнего магнитного потока, равного половине кванта потока  $\Phi_0/2$  на ячейку интерферометра с двумя SIS контактами (т.е. контрольного интерферометра). Легко понять, что если SFS контакт находится в  $\pi$ -состоянии, то зависимости критического тока от приложенного магнитного поля контрольного и исследуемого интерферометров будут сдвинуты на половину периода, что и наблюдалось в эксперименте. Максимальный бездиссипативный ток двухконтактного интерферометра равен

$$I_{max} = 2I_c \left| \cos \left( \frac{\pi\Phi}{\Phi_0} \right) \right|, \quad (12)$$

где  $I_c$ —критический ток каждого из контактов,  $\Phi$ —полный магнитный поток через интерферометр,  $\Phi_0$ —квант магнитного потока. Детальный вывод этого соотношения, а также дополнительную информацию о двухконтактном интерферометре можно найти в книге [34] и цитируемых этой книгой работах.

Необходимо отметить, что если SFS контакт находится в  $\pi$ -состоянии, то исследуемый интерферометр эквивалентен базовой ячейке сверхпроводниковой комплементарной логики, предложенной в работе [35]. Отличие нашей реализации ячейки от предложенной E. Terzioglu и M.R. Beasley состоит в том, что  $\pi$ -контакт используется не как активный элемент схемы, а как пассивный фазовый инвертор, как это было предложено авторами статьи [12].

Сверхпроводниковая комплементарная логика по своей идее подобна полупроводниковой КМОП логике. Она основывается на использовании двухконтактных интерферометров (СКВИДов) с  $\pi$ -контактами, транспортные свойства которых являются комплементарными поведению обычных СКВИДов. Комплементарность понимается в том смысле, что при отсутствии входного сигнала сопротивление обычного СКВИДа равно 0, а сопротивление комплементарного СКВИДа отлично от 0, при наличии же входного сигнала сопротивление обычного СКВИДа становится отличным от 0, а сопротивление комплементарного становится равным 0.

Для осуществления этого эксперимента был разработан дизайн; подготовлены фотошаблоны; реализована комбинированная технология для приготовления базовой ячейки сверхпроводниковой  $\pi$ -логики, содержащей резистивно-шунтированные туннельные контакты и джозефсоновский SFS переход. По нашей просьбе в Институте радиотехники и электроники Российской Академии наук (ИРЭ РАН) группой В. П. Кошельца были изготовлены джозефсоновские резистивно-шунтированные SIS ( $Nb - Al/AlO_x - Nb$ ) контакты и часть ниобиевой шины. В завершающей части процесса изготовления мы использовали технологический процесс немного отличающийся от описанного в главе 2. Отличия заключаются в том, что ниобиевая шина осаждалась в ИРЭ РАН (поэтому первый этап изготовления мы пропускали), а на втором этапе мы использовали ионно-плазменное травление вместо химического, потому что оксид алюминия вступал в реакцию с раствором  $FeCl_3$ , что приводило к уничтожению SIS контактов. Образец состоял из двух интер-

ферометров (см. рис. 18), расположенных на расстоянии  $140 \mu\text{м}$  друг от друга, чтобы обеспечить идентичность потоков приложенных к ячейкам обоих интерферометров. Ячейки интерферометров являлись квадратными кольцами (длина стороны внутреннего квадрата  $40\mu\text{м}$ , внешнего  $120\mu\text{м}$ ). В одном из плеч исследуемого интерферометра находился SFS контакт, в другом плече симметрично SFS контакту был организован сверхпроводящий контакт между верхним и нижним ниобиевыми электродами, таким образом интерферометр был симметричным (т.е. распределение тока в каждом из плеч было одинаковым). В контрольном интерферометре были сделаны две сверхпроводящих "закоротки" так, чтобы петля контрольного интерферометра была идентична петле исследуемого интерферометра. Таким образом распределение тока в петле контрольного интерферометра совпадало с распределение тока в исследуемом интерферометре.

На рисунке 19 представлены результаты эксперимента по прямому детектированию  $\pi$ -состояния. Легко видеть, что кривая, соответствующая комплементарному СКВИДУ, сдвинута относительно кривой, соответствующей обычному СКВИДУ, ровно на половину периода. Также можно заметить, что максимум критического тока обычного интерферометра находится не в точке  $H=0$  (в отличие от того, что предсказано теорией в уравнении (12)). Мы считаем, что это смещение связано с остаточным полем в криостате  $H_0 \simeq 5 \cdot 10^{-4} \text{ Э}$ .

Отметим, что для использования SFS контакта в качестве пассивного фазового инвертора критический ток SFS контакта должен быть на порядок выше, чем критический ток туннельных контактов. В нашем случае критический ток SIS контактов был равен  $I_c = 7.5\mu\text{А}$ , а критический ток SFS контакта  $I_c \simeq 200\mu\text{А}$ . Поэтому реализация комплементарного канала  $\pi$ -логики была бы не возможна без тщательного исследования зависимости плотности критического тока джозефсоновских SFS-сэндвичей от толщины ферромагнитной прослойки, позволившего определить максимальную плотность кри-

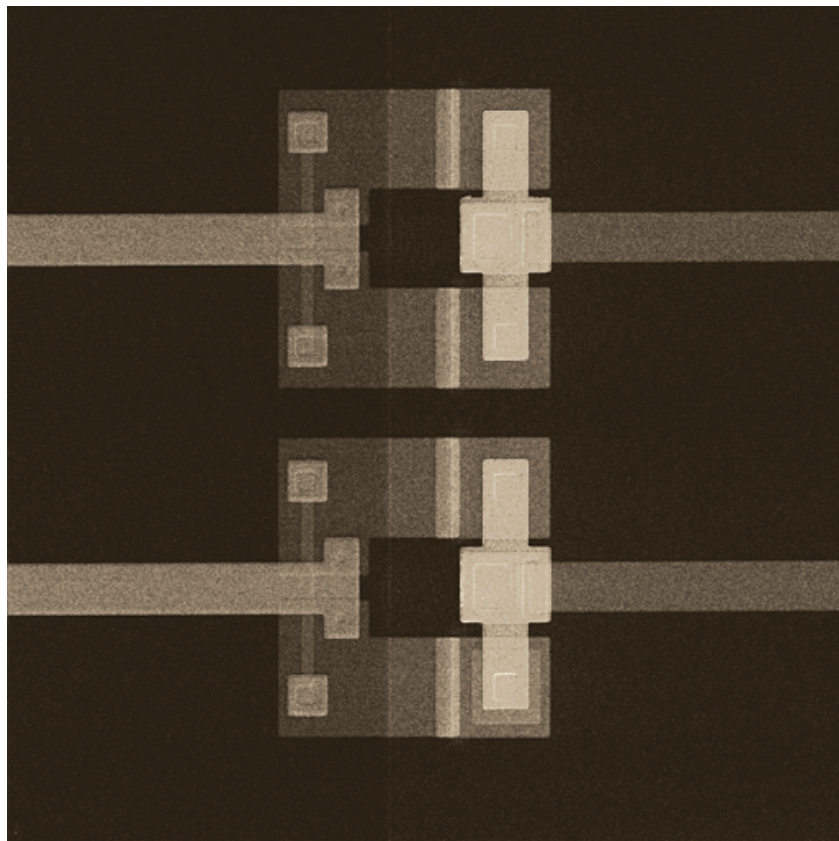


Рис. 18. Фотография обычного (вверху) и комплементарного (внизу) каналов сверхпроводниковой логики, изготовленных на одной подложке. Фотография сделана с помощью растрового электронного микроскопа.

тического тока в  $\pi$ -состоянии.

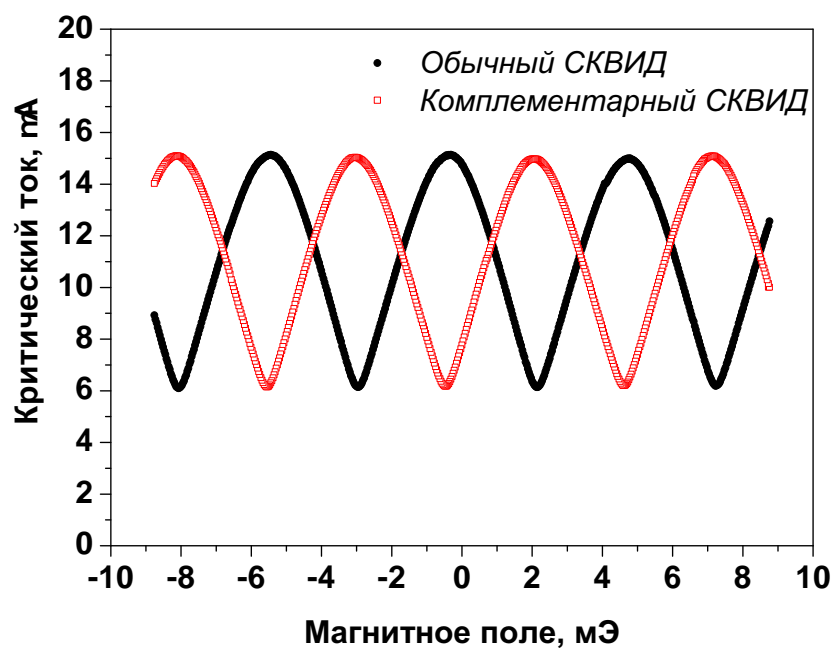


Рис. 19. Зависимости критического тока обычного (черная кривая) и комплементарного (красная кривая) каналов сверхпроводящей логики при температуре 4.2 К.

# Заключение

*Основные результаты дипломной работы:*

- детально исследована осциллирующая зависимость критического тока SFS сэндвичей  $Nb - Cu_{0,47}Ni_{0,53} - Nb$  от толщины ферромагнитной прослойки в широком диапазоне толщин;
- определены толщины, соответствующие прямому из  $0-$  в  $\pi-$  состояние и обратному из  $\pi-$  в  $0-$  состояние переходам;
- разработана и внедрена перспективная трехслойная технология изготовления SFS контактов;
- показана совместимость технологии изготовления SFS контактов с классической трехслойной технологией изготовления резистивно-шунтированных туннельных контактов;
- предложена методика абсолютного детектирования  $\pi-$  состояния SFS контактов, реализованы обычный и комплементарный каналы для комплементарной джозефсоновской логики.

*По результатам дипломной работы опубликованы статьи:*

- Ryazanov V. V, Oboznov V. A., Prokofiev A. S., Bolginov V. V., and Feofanov A. K. **"Superconductor-ferromagnet-superconductor pi-junctions"** *J. Low Temp. Phys.* **136**, 385 (2004)
- В. В. Рязанов, В. А. Обознов, В. В. Больгинов, А. С. Прокофьев, А. К. Феофанов **"Сверхпроводящие токи через ферромагнетик. Инверсия фазы в структурах с джозефсоновскими  $\pi$ -контактами"** *УФН* **174**, 795 (2004)

## Список литературы

- [1] Wolf et al. *Science*, 294:1488, 2001.
- [2] Nakamura Y., Pashkin Yu.A., and Tsai J.S. *Nature*, 398:786, 1999.
- [3] Mooij J.E. et al. *Science*, 285:1036, 1999.
- [4] Ustinov A.V. Quantum computing using superconductors. in: Nanoelectronics and information technology, advanced electronic materials and novel devices, Waser, R. (ed.), isbn 3-527-40363-9, wiley-vch, pp. 461-472 (2003).
- [5] Storcz M.J. and Wilhelm F.K. *Appl. Phys Let.*, 83:12, 2003.
- [6] Shnirman A., Shoen G., and Hermon Z. *Phys. Rev. Lett.*, 79:2371, 1997.
- [7] Averin D.V. *Solid State Commun.*, 105:659, 1998.
- [8] Makhlin Y., Shoen G., and Shnirman A. *Nature*, 398:305, 1999.
- [9] Bocko M.F., Herr A.M., and Feldman M.J. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 7:3638, 1997.
- [10] Ioffe L.B., Geshkenbein V.B., Feigel'man M.V., Fauche're A.L., and Blatter G. *Nature*, 398:679, 1999.
- [11] Blatter G., Geshkenbein V.B., and Ioffe L.B. *Phys. Rev. B*, 63:174511, 2001.
- [12] A. V. Ustinov and V. K. Kaplunenko. *Journal of Applied Physics*, 94:5405, 2003.
- [13] Булаевский Л. Н., Кузий В. В., and Собьянин А. А. *Письма в ЖЭТФ*, 25:290, 1977.
- [14] Буздин А.И., Вуйичич Б., and Куприянов М.Ю. *Письма в ЖЭТФ*, 101:231, 1992.

- [15] Jiang J.S., Davidovic D., Reich Daniel H., and Chien C.L. *Phys. Rev. Lett.*, 74:314, 1995.
- [16] Th. Mühge et al. *Phys. Rev. Lett.*, 77:1857, 1996.
- [17] Aarts J., Geers J. M. E., Bruck E., Golubov A. A., and Coehoorn R. *Phys. Rev. B*, 56:2779, 1997.
- [18] Lazar L., Westerholt K., Zabel H., Tagirov L. R., Goryunov Yu. V., Khaliullin G. G., and Garifullin I. A. *Phys. Rev. B*, 61:3711, 2000.
- [19] Ryazanov V.V. et al. *Phys. Rev. Lett.*, 86:2427, 2001.
- [20] Kontos T. et al. *Phys. Rev. Lett.*, 89:137007, 2002.
- [21] Sellier H., Baraduc C., Lefloch F., and Calemczuk R. *Phys. Rev. B*, 68:054531, 2003.
- [22] Wollman D. A., Van Harlingen D. J., Lee W. C., Ginsberg D. M., and Leggett A. J. *Phys. Rev. Lett.*, 71:2134, 1993.
- [23] Wollman D. A., Van Harlingen D. J., Giapintzakis J., and Ginsberg D. M. *Phys. Rev. Lett.*, 74:797, 1995.
- [24] Baselmans J.A., Morpurgo A.F., van Wees B.J., and Klapwijk T.M. *Phys. Rev. Lett.*, 397:43, 1999.
- [25] Testa G. et al. *Appl. Phys. Rev.*, 85:1202, 2004.
- [26] Demler E.A., Arnold G.B., and Beasley M.R. *Phys. Rev. B*, 55:15174, 1997.
- [27] Хансен М. and Андерко К. *Структуры двойных сплавов.*, volume 2. М.: Металлургиздат., 1962.
- [28] Голубов А.А. and Куприянов М.Ю. *ЖЭТФ*, 92:1512, 1987.
- [29] Фистуль М.В. *Письма в ЖЭТФ*, 52:823, 1990.

- [30] Krivoruchko V. N. and Petryuk R. V. *Phys. Rev. B*, 66:134520, 2002.
- [31] Cretinon L, Gupta A. K, Sellier H., Lefloch F., Faure M., Buzdin A., and Courtois H. *to be published in Phys. Rev. B*.
- [32] Levin K. and Mills D. L. *Phys. Rev. B*, 9:2354, 1974.
- [33] Houghton R. W., Sarachik M. P., and Kouvel J. S. *Phys. Rev. Lett.*, 25:238, 1970.
- [34] Шмидт В.В. *Введение в физику сверхпроводников*. МЦМНО, 2 издание, 2000.
- [35] E. Terzioglu and M. R. Beasley. *IEEE Trans. Appl. Superc.*, 8:48, 1998.