

Московский Физико-Технический Институт (Государственный университет)

Факультет Общей и Прикладной Физики

Кафедра Физики Твердого Тела

Выпускная квалификационная работа на степень бакалавра

030301 – прикладные математика и физика

Наблюдение пространственных осцилляций
сверхпроводящего параметра порядка в гетероструктурах
сверхпроводник-ферромагнетик

Выполнил:

Пеньковский В.В.

Научный руководитель:

К.ф.-м.н. Больгинов В.В.

Лаборатория сверхпроводимости

Долгопрудный-Черноголовка,

2015

Содержание:

1. Введение
2. Литературный обзор
3. Изготовление образцов
4. Измерительные методики
5. Результаты
6. Выводы
7. Список литературы

1. Введение

Под гетероструктурами обычно понимают тонкопленочные структуры, состоящие из материалов с различными свойствами. Гетероструктуры Nb-CuNi относятся к классу гетероструктур сверхпроводник-ферромагнетик, интерес к которым связан со спиновым антагонизмом ферромагнетизма и сверхпроводимости. Действительно, в сверхпроводнике носителями бездиссипативного электрического тока являются так называемые куперовские пары, состоящие из двух электронов с равными по модулю, но противоположными по направлению импульсами. Спины электронов в паре так же противоположны, однако общий импульс и спин пары в основном состоянии равен нулю. В ферромагнетике же, напротив, спины электронов упорядочены в одном направлении, в пределах одного домена. Такой антагонизм спинового упорядочения приводит к появлению в области контакта сверхпроводника и ферромагнетика состояний куперовской пары с ненулевым импульсом. Волновая функция такого состояния не только затухает, по мере удаления от SF границы, но так же и осциллирует. Это приводит к целому ряду необычных явлений, таких как возвратная зависимость критической температуры SF-бислоев от толщины ферромагнетика, осцилляции критического тока SFS-контакта в зависимости от толщины барьера, а также установление отрицательного знака ток-фазового соотношения SFS-контакта в определенном диапазоне толщин. Контакты с отрицательным знаком ток-фазового соотношения называются пи-контактами и представляют большой интерес с точки зрения развития сверхпроводящей электроники.

Термин пи-контакт возникает в связи с тем, что в основном состоянии такие переходы имеют разный знак сверхпроводящих волновых функций берегов, что эквивалентно возникновению на контакте разности фаз пи. Можно показать [1], что включение такого образца в замкнутый сверхпроводящий контур эквивалентно наложению магнитного потока, равного половине кванта. Включение таких контактов в схемы быстрой одноквантовой логики способно резко уменьшить их размер и энергопотребление [2], и сделать конкурентноспособными по отношению к традиционным устройствам. Одной из важнейших характеристик является величина критического тока пи-контакта, которая должна быть намного большей критических токов остальных переходов, чтобы пи-контакт выступал как именно стационарный источник фазового сдвига и не вносил возмущений в работу всего устройства. В связи с этим возникает задача по выбору оптимального состава ферромагнитного барьера.

Наиболее реальным материалом барьера для практических применений являются переходы Nb-CuNi-Nb. Это связано с тем, что никель и медь при всех концентрациях образуют непрерывный ряд твердых растворов, причем начиная с концентрации никеля $x=0,44$ и выше в сплаве $Cu_{1-x}Ni_x$ постепенно нарастает ферромагнетизм. Поэтому, выбирая x в области 0,5 можно получить слабоферромагнитные сплавы с периодами пространственной осцилляции параметра порядка, достаточно большими (десятки нанометров) для экспериментального наблюдения. Основной проблемой при выборе

оптимальной концентрации является трудоемкость – для построения возвратной зависимости критического тока от толщины барьера требуется изготовить 20-25 многослойных образцов. Целью данной работы является развитие методики наблюдения осцилляций сверхпроводящего параметра порядка, в частности – использование возможностей метода клина. В этом методе осаждение гетероструктуры производится на длинную подложку, причем толщина барьера имеет заранее известную координатную зависимость. В данной работе продемонстрированы результаты применения метода клина к решению данной задачи, приведены данные по ранее не исследованному составу CuNi , а также обсуждаются вопросы переносимости результатов при использовании различных технологических установок.

2. Литературный обзор

2.1. Джозефсоновский π -контакт сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник.

В общем случае под Джозефсоновским переходом понимается система из сверхпроводящих структур со слабой связью, соотношение между током и разницей фаз между которыми определяется нечетной 2π -периодической функцией. В простейшем случае эта зависимость выражается следующей формулой:

$$j = j_c \sin \varphi, \quad (1)$$

где $j_c > 0$ – максимальная плотность бездиссипативного тока через переход. Джозефсоновские контакты являются наиболее перспективными элементами для применения в сверхпроводниковой электронике благодаря их низкому энергопотреблению и высокому уровню быстродействия.

Особый интерес представляют джозефсоновские переходы, у которых в качестве слабой связи между сверхпроводящими берегами выступает слой ферромагнетика (SFS гетероструктуры). Ток фазовое соотношение в такой системе может приобретать вид:

$$j = j_c \sin(\varphi + \pi) = -j_c \sin \varphi. \quad (2)$$

То есть в ток фазовом соотношении может появиться сдвиг на пол периода (Рис. 1). Такие джозефсоновские переходы называются π -контактами.

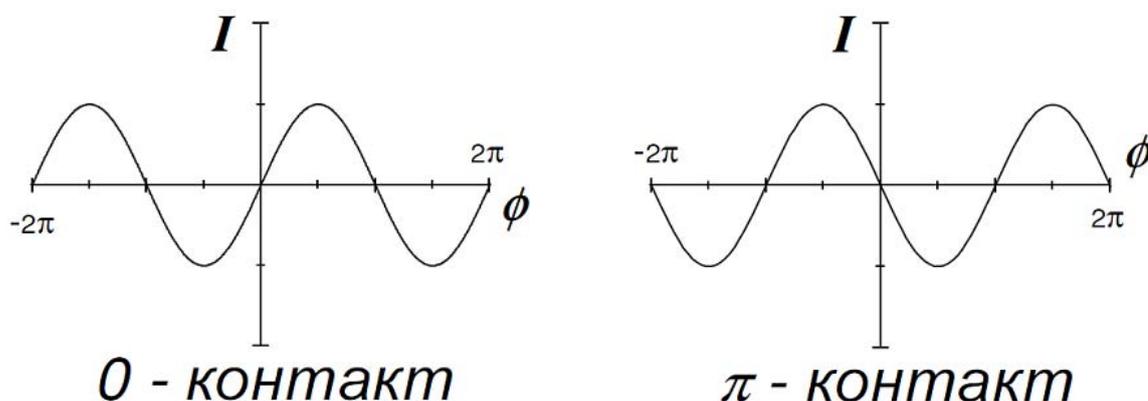


Рис. 1: Ток-фазовое соотношение для 0 – контакта и π – контакта.

Впервые π -контакт был теоретически предсказан для переходов, в которых в качестве слабой связи выступал изолятор с магнитными примесями ($SI_M S$) [1]. Существование π -контактов на основе переходов сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник (SFS) было предсказано позже в работе Буздина, Вуйчича и Куприянова [3], и объяснялось эффектом близости, возникающем в ферромагнетике, находящемся в контакте со сверхпроводником. Из за эффекта близости волновая функция куперовских пар осциллирует в F слое. Если она изменит свой знак при переходе от одного сверхпроводящего берега к другому, то в основном состоянии волновые

функции S слоев будут иметь разные знаки, что эквивалентно возникновению на контакте спонтанной разности фаз π .

2.2. Эффект близости в SFS гетероструктурах.

Как говорилось выше, носителями бездиссипативного электрического тока в сверхпроводниках являются куперовские пары, состоящие из двух электронов с противоположными спинами и импульсами. При этом суммарный спин и импульс пары равны нулю в основном состоянии. В ферромагнетике же существует выделенное направление намагниченности, и электронам проводимости выгодно иметь положительную проекцию спина на это направление. В 1964 году А.И. Ларкин и Ю.Н. Овчинников [4] и одновременно П. Фулде и Р.А. Феррел [5] показали, что с учетом обменного взаимодействия могут возникнуть новые состояния (LOFF состояния) куперовских пар, характеризующиеся ненулевым суммарным импульсом. Позднее было показано, что LOFF состояния могут возникать в области границы сверхпроводника с ферромагнетиком за счет эффекта близости.

Наглядная иллюстрация этого состояния в «чистом» (длина свободного пробега электрона больше толщины F слоя) ферромагнетике была предложена в 1997 году Е.А. Демлером [7] (Рис. 2).

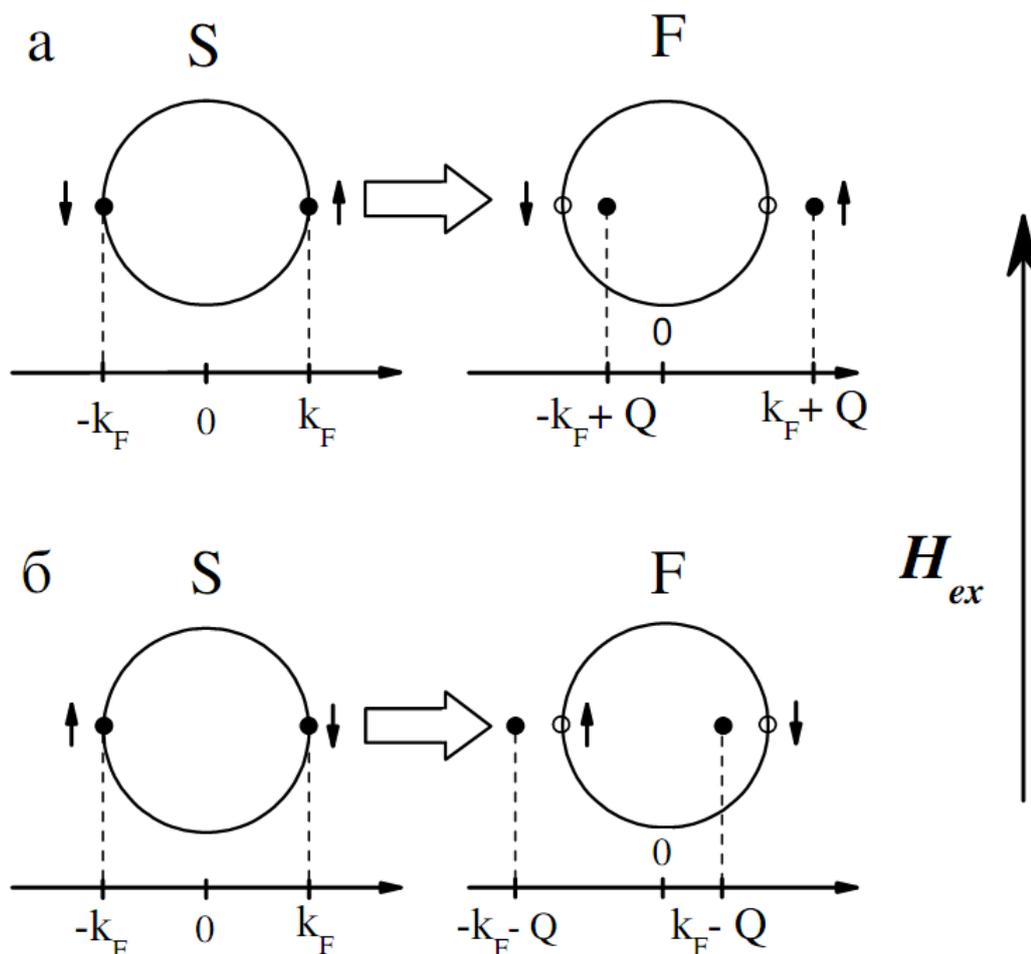


Рис. 2: Возникновение ненулевого импульса у куперовской пары при попадании в ферромагнетик. Окружностью изображена поверхность Ферми. Рис. а и б соответствуют разным

направлениям спина электронов, составляющих куперовскую пару. H_{ex} – направление магнитного поля в ферромагнетике.

При попадании куперовской пары в ферромагнетик, энергия электрона со спином, направленным вдоль магнитного поля, получает прибавку, равную энергии обменного взаимодействия E_{ex} , энергия другого электрона пары уменьшается на такую же величину. Поскольку процесс является упругим, изменение потенциальной энергии электрона компенсируется изменением его кинетической энергии. Таким образом электроны получают равные по модулю и по направлению приращения импульса, а пара в целом приобретает ненулевой импульс. Её волновая функция примет следующий вид:

$$\psi_{\pm} = \psi_0 e^{iQx}, \quad (3)$$

где Q – волновой вектор куперовской пары, $Q = |Q|$, а ψ_0 – значение волновой функции на границе сверхпроводник-ферромагнетик (для простоты было принято, что вектор Q перпендикулярен SF границе). Произведем оценку величины Q :

$$\Delta E_k = \hbar^2 / 2m (k^2 - k_F^2) = \hbar^2 k_F / m (k - k_F) = \hbar v_F \Delta k = E_{ex}. \quad (4)$$

Здесь $\hbar k_F$ и v_F – соответственно импульс и скорость ферми в ферромагнетике (под \hbar понимается перечеркнутая постоянная Планка), Δk – изменение по модулю волнового вектора электрона. Таким образом величина полного импульса, приобретенного куперовской парой, равна:

$$Q = 2 |\Delta k| = 2 E_{ex} / \hbar v_F. \quad (5)$$

Если мы теперь рассмотрим куперовскую пару с противоположным направлением спинов у электронов в состояниях k и $-k$, то получим, что она приобретет противоположно направленный импульс $-\hbar Q$. Обе куперовские пары должны описываться единой волновой функцией, симметричной по отношению к перестановкам электронов. Она равна полусумме функций вида (3) с разными знаками Q :

$$\Psi = \psi_0 \cos(Qx), \quad (6)$$

То есть волновая функция будет осциллировать в направлении вектора Q . Если же направление импульса куперовской пары составляет угол θ с нормалью к SF границ, то ее волновая функция примет вид:

$$\Psi_{\theta} = \psi_0 \cos(Qx / \cos\theta). \quad (7)$$

В случае бесконечно полубесконечных сверхпроводника и ферромагнетика можно произвести усреднение по углу θ :

$$\psi \approx \int_0^1 d(\cos\theta) \cos\left(\frac{Qx}{\cos\theta}\right) \approx \sin(Qx) / Qx. \quad (8)$$

Таким образом волновая функция при удалении от SF границы затухает и осциллирует с периодом $\lambda_{ex} = 2\pi / Q$.

В тонкопленочных джозефсоновских структурах сверхпроводящие берега и ферромагнитная прослойка обычно находятся в грязном пределе (длина свободного пробега электронов мала по

сравнению с толщинами слоев гетероструктуры), и движение электронов можно рассматривать как диффузионное.

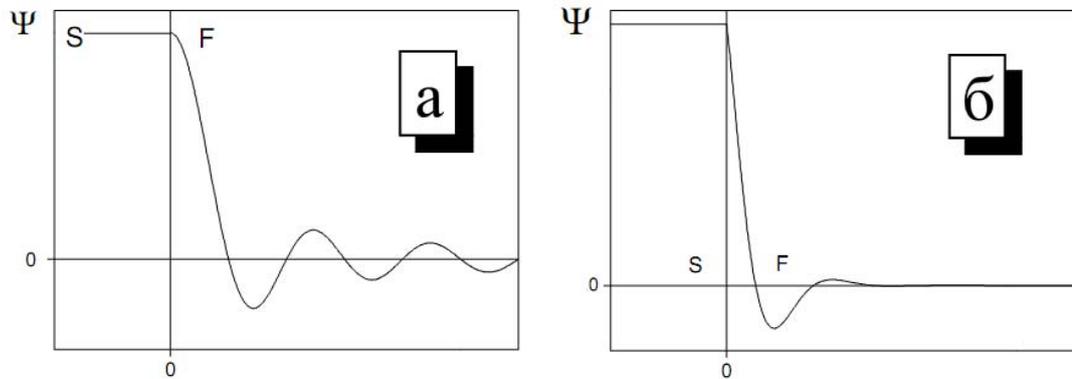


Рис. 3: Схематическое изображение осцилляций сверхпроводящей волновой функции в "чистом" (а) и "грязном" (б) ферромагнетике согласно ур. (8) и ур. (17) соответственно.

В этом случае удобно использовать соотношение неопределенностей для оценки периода осцилляций сверхпроводящего параметра порядка:

$$E_{dp}\tau = \hbar. \quad (9)$$

Здесь E_{dp} – сумма распаривающих факторов, а τ – время жизни куперовской пары. С помощью этого можно оценить характерное расстояние, проходимое парой за ее время жизни:

$$\xi = \sqrt{\frac{\hbar D}{E}}, \quad (10)$$

где D – коэффициент диффузии электронов в ферромагнетике.

В распаривающую энергию вносят вклад температурный фактор, равный $2kT$, а так же обменное взаимодействие, величиной в $2E_{dp}$. Поскольку волновая функция в ферромагнетике осциллирует, распаривающий фактор, вызванный обменным взаимодействием является мнимой величиной. Обоснование этого утверждения может быть получено в рамках микроскопической теории [3]. Так же в работе [8] было обнаружено наличие рассеяния в процессах с переворотом спина, которые усиливают разрушение куперовских пар. Их характерный вклад в распаривающую энергию равен A . В итоге выражение для длины когерентности примет вид:

$$\xi_F = \sqrt{\frac{\hbar D}{2(iE_{ex} + \pi kT + A)}}. \quad (11)$$

Для удобства можно ввести две другие длины ξ_1 и ξ_2 , согласно следующему соотношению:

$$1/\xi = 1/\xi_1 + 1/\xi_2. \quad (12)$$

Выделив действительную и мнимую части, получим окончательные выражения для ξ_1 и ξ_2 :

$$\xi_{F1,2} = \sqrt{\frac{\hbar D}{\sqrt{E_{ex}^2 + (\pi kT + A)^2} \pm (\pi kT + A)}}. \quad (13)$$

Можно заметить, что длина ξ_1 увеличивается, с уменьшением температуры, тогда как длина ξ_2 уменьшается. Таким образом при понижении температуры появляется возможность увидеть переход SFS контакта в π состояние.

Позже, в работе [2006] с использованием микроскопической теории было получено следующее выражение для критической плотности тока SFS-контакта:

$$j = j_0 e^{-d/\xi_1} [\sin(d/\xi_2) + \{\xi_1/\xi_2\} \cos(d/\xi_2)]. \quad (14)$$

Из данного выражения следует, что критический ток будет экспоненциально убывать с увеличением толщины ферромагнитной прослойки с характерной длиной ξ_1 , и осциллировать в пространстве с периодом $2\pi\xi_2$ (Рис. 4). При этом существуют диапазон толщин, в которых знак ток-фазового соотношения является отрицательным. Впервые такой π -контакт был экспериментально обнаружен в Лаборатории Сверхпроводимости ИФТТ РАН в 2000-2001 годах на переходах Nb-CuNi-Nb [9].

2.3. Эксперимент 2006 года.

Ранее в нашей лаборатории был проведен эксперимент по изучению критической плотности SFS переходов Nb-CuNi-Nb в зависимости от толщины ферромагнитной прослойки. Его результат представлен на рис. 4. В этом эксперименте использовался состав CuNi с концентрацией никеля 52,4 %. В ходе эксперимента было обнаружено 2 0- π перехода при толщинах F слоя 11,3 и 22,3 нм. Полу-период пространственных осцилляций составлял 11 нм. С помощью аппроксимации экспериментальных данных теоретической зависимостью (14) были вычислены длины когерентности:

$$\xi_1 = 1,37 \text{ нм}, \quad \xi_2 = 3,7 \text{ нм}. \quad (15)$$

Так же с помощью соотношения

$$(\xi_2/\xi_1)^2 = \{(\alpha^2 + 1)^{0,5} + \alpha\} / \{(\alpha^2 + 1)^{0,5} - \alpha\}, \quad (16)$$

которое следует из (14) при пренебрежении величиной kT , где $\alpha = A/E_{ex}$, было оценено отношение энергии магнитного рассеяния к обменной энергии:

$$\alpha = 1,17. \quad (17)$$

$$A = 1,17 E_{ex}. \quad (18)$$

То есть вклады процессов с магнитным рассеянием и обменного взаимодействия в распаривающую энергию примерно равны.

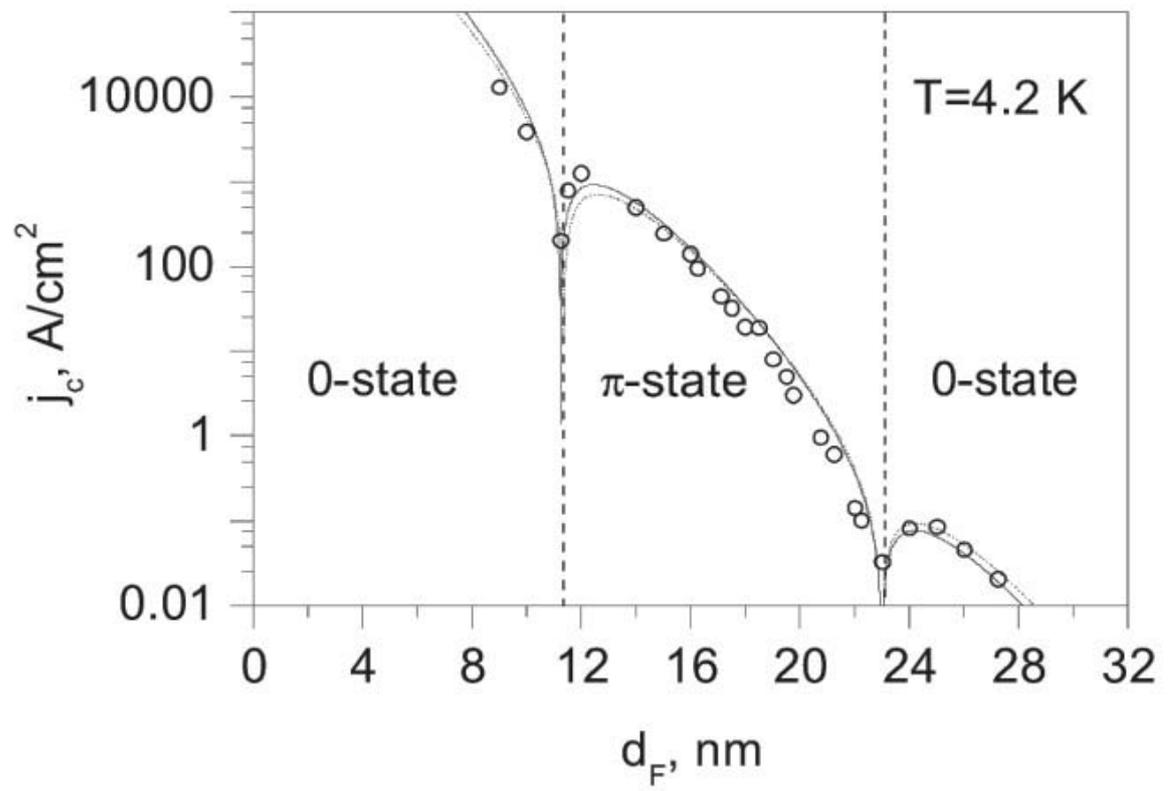


Рис. 4: Зависимость критической плотности тока SFS-контакта от толщины ферромагнетика.

3. Изготовление образцов

Образцы изготавливались методом магнетронного напыления и осаждения пленок (рис. 5). Сначала напылялась трёхслойная структура с барьером. Толщины ниобиевых электродов составляли 120 нм, толщина барьера варьировалась от 20 до 50 нм. Затем проводилось формирование фоторезистивной маски по форме мезы с последующим удалением верхнего Nb с помощью плазмохимического травления и промежуточного слоя травлением в аргоновой плазме. Размер мезы определяет площадь контактов. Затем проводилась фотолитография и плазмохимическое травление до среднего слоя. Далее с помощью ионного травления удалялись барьеры. Слой CuNi травиться в 3 раза быстрее Nb. Слой Nb достаточно толстый, поэтому на него воздействовали плазмохимией или мокрой химией. Далее делалась фотолитография по форме нижнего электрода (тонкой шины), а затем травление. При этом формировались контактные площадки и электроды. Затем сверху структуры напылялся оксид кремния, и структура помещалась в растворитель (диметилформамид), благодаря которому создавалось окно в слое изоляции (так называемая процедура взрывной фотолитографии). Далее изготавливалась маска по форме верхнего электрода, на нее напылялся Nb, и процедура взрывной фотолитографии повторялась.

Геометрия нижнего и верхнего электрода была специально спроектирована для проведения измерений по четырехточечной схеме. Для удобства подключения образца к токовым и потенциальным линиям экспериментальной установки в процессе его приготовления формировались большие ниобиевые контактные площадки. Эти площадки покрывались индием с помощью ультразвукового паяльника. Ультразвук разрушал хрупкие окислы на поверхности Nb, что обеспечивало хороший электрический контакт между In и Nb, так что контактное сопротивление в ходе экспериментов не превышало 10^{-7} (Ом).

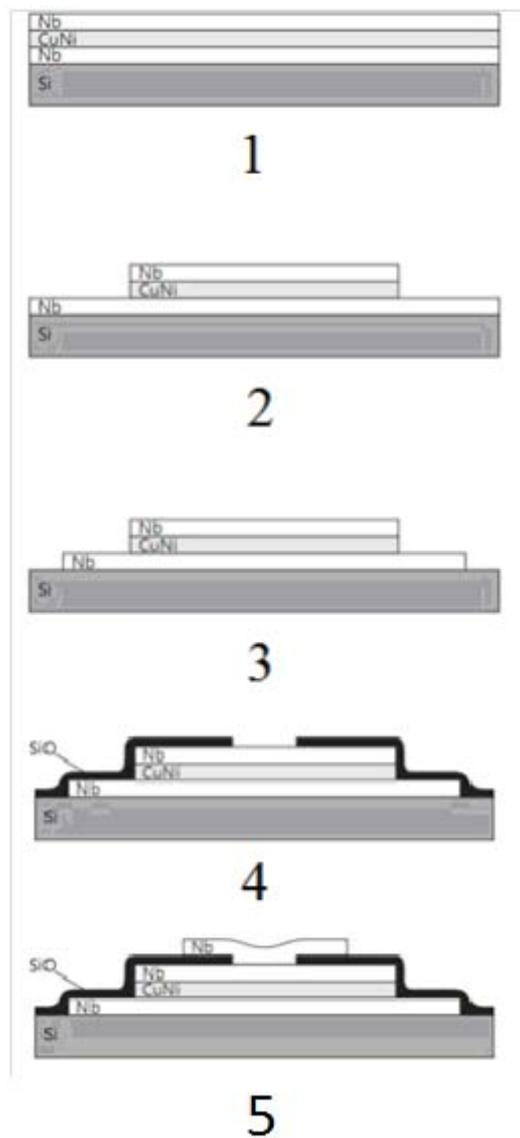


Рис. 5: Поэтапное представление изготовления образцов по технологии трехслойной сборки:

1. Напыление трехслойной структуры Nb-CuNi-Nb
2. Формирование фоторезистивной маски по форме мезы
3. Создание фоторезистивной маски по форме нижнего электрода и травление нижнего слоя ниобия
4. Формирование слоя изоляции SiO₂ с окном в форме мезы
5. Формирование верхнего электрода

4. Измерительные методики

Для измерения напряжения на образцах использовался двухконтактный СКВИД-вольтметр (SQUID-Superconductive QUantum Interference Device). Предел чувствительности этого прибора составляет порядка 10^{-14} В. Принцип действия такого вольтметра заключается в преобразовании измеряемой величины в магнитный поток, который измеряется СКВИД датчиком (Рис. 6).

Для проведения эксперимента образец помещался в хвостовой части криогенной вставки и фиксировался с помощью клипс для обеспечения хорошего теплового контакта между ним и остальной частью вставки. Электрический контакт между вставкой и измерительными и управляющими приборами происходил через вакуумный разъем. Для подключения образцов применялась либо ультразвуковая микросварка с использованием алюминиевых проводов, которые припаивались к электродам образца с одной стороны и к контактным площадкам с другой, либо непосредственно пайка индием потенциальных и токовых проводов к электродам. Ток в образец I_s подавался с помощью источника тока Keithley 224 через систему фильтров. Образец подключался по 4-х точечной схеме в цепь трансформатора магнитного потока, в которую входило эталонное сопротивление R_{et} и сверхпроводящую катушку L , которая преобразовывала ток, ответвляющийся в трансформатор, в магнитный поток Φ_x , регистрируемый СКВИД датчиком. Изменение характеристик датчика, вызванное потоком Φ_x , преобразовывалось при помощи блока электроники в выходное напряжение V_{sq} .

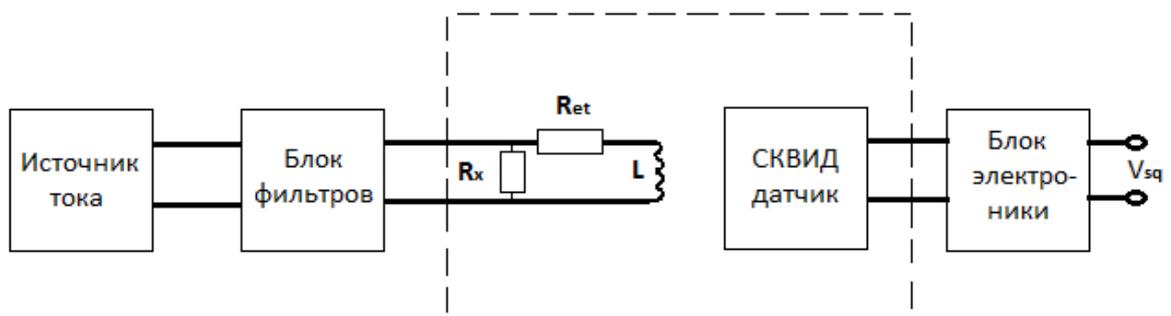


Рис. 6: Принципиальная схема подключения элементов для измерения джозефсоновских характеристик образцов. Пунктиром выделена область, находящаяся в криогенной части.

Чувствительность вольтметра регулировалась величиной эталонного сопротивления R_{et} , и уровнем шумов. Величина R_{et} выбиралась существенно большей сопротивления образца R_x , чтобы почти весь ток от источника проходил через контакт. В проведенных

экспериментах эталонное сопротивление составляло 10^{-2} - 10^{-4} Ом в зависимости от R_x . Наибольший шумовой вклад связан с колебанием температуры криогенной части вставки: образца, держателя эталонного сопротивления, СКВИД датчика и других частей.

Измерение температуры образца проводилось с помощью измерения давления насыщенных паров гелия. Давление над поверхностью гелиевой ванны измерялось с помощью датчика Membranovac DM 11 фирмы Leybold. Регулирование температуры осуществлялось откачкой паров гелия при помощи механического вакуумного насоса, что позволяло изменять температуру от 1,2 К до 4,2 К. Для стабилизации давления использовался мембранный моностаб Шарвина.

Используемый в работе криостат был оборудован сверхпроводящим соленоидом, создающим магнитное поле до 38 Э, параллельное оси вставки и плоскости подложки. С помощью соленоида были измерены магнитные характеристики переходов и получены зависимости критического тока от величин приложенного магнитного поля $I_c(H)$. По этой зависимости исследуется качество изготовленных образцов. Если критическая плотность тока одинакова по всей площади образца, то зависимость имеет так называемый фраунгоферовский вид $I_c \sim |\sin(2\pi\Phi/\Phi_0)/2\pi\Phi/\Phi_0|$, где $\Phi_0=2e/h$ – квант магнитного потока, а Φ – поток магнитного поля через переход.

Для экранирования внешних магнитных полей от влияния оборудования и магнитного поля Земли использовалась система экранов. Рядом с образцом находился сверхпроводящий ниобиевый экран, который стабилизировал магнитное поле в рабочей зоне. Поверх него располагались еще две системы магнитных экранов. Первая, выполненная из специального криоферрита, находилась в гелиевой ванне, а вторая, внешняя, окружала весь криостат и была изготовлена из феррита 81НМА. Использование такой системы позволяло экранировать магнитное поле в рабочей зоне до значения, не превышающего 10^{-3} Гс.

Экспериментальная установка представляла собой интегрированную измерительную систему (рис. 7), позволявшую проводить автоматизированные измерения вольт-амперных характеристик и зависимостей $I_c(H)$. Управление приборами осуществлялось через интерфейс GPIB (General Purpose Interface Bus). Программы для проведения измерений были написаны в среде визуального программирования Labview.

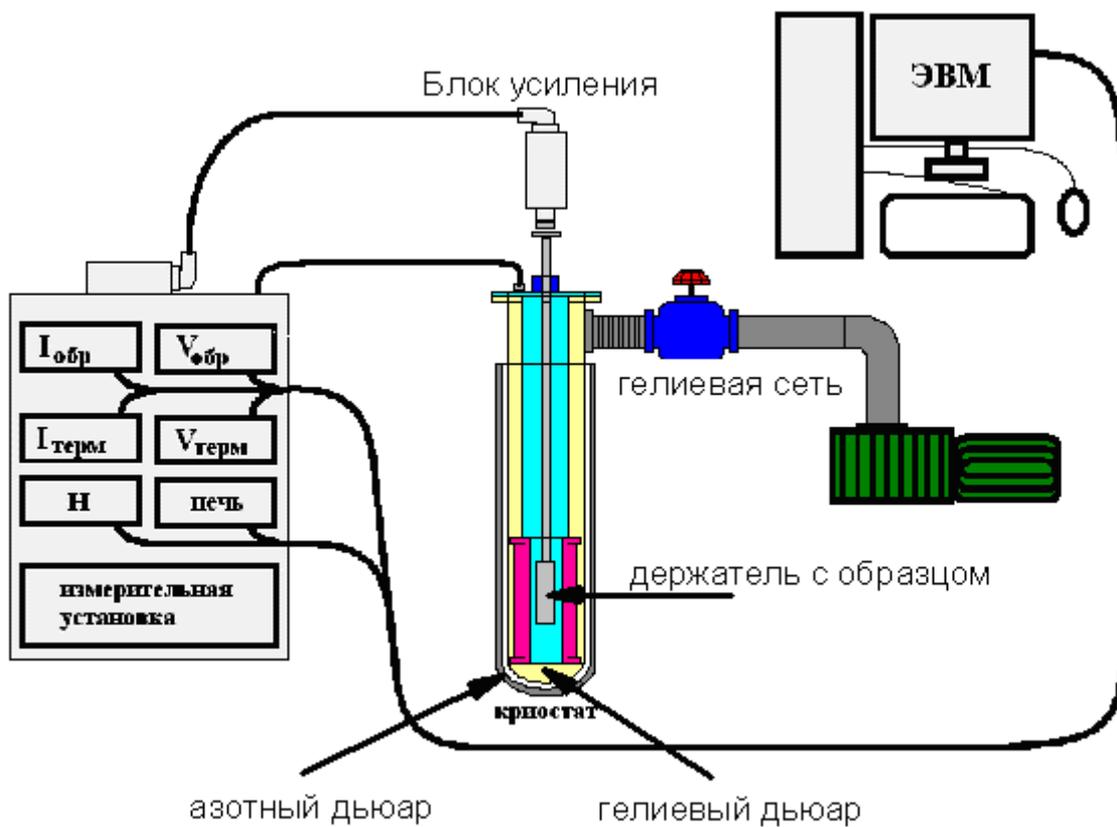


Рис. 7: Полная схема использовавшейся экспериментальной установки. $I_{обр}$ – ток, пропускавшийся через образец, $V_{обр}$ – напряжение, снимавшееся с образца, $I_{терм}$ – ток, подававшийся на термометр, $V_{терм}$ – напряжение, снимавшееся с термометра.

С помощью криостата с более мощным соленоидом (позволявшим получать поля до 60 кЭ) были проведены измерения, связанные с аномальным и обычным эффектом Холла. Для этого изготавливались однослойные CuNi образцы (рис. 8) нужной толщины и концентрации.

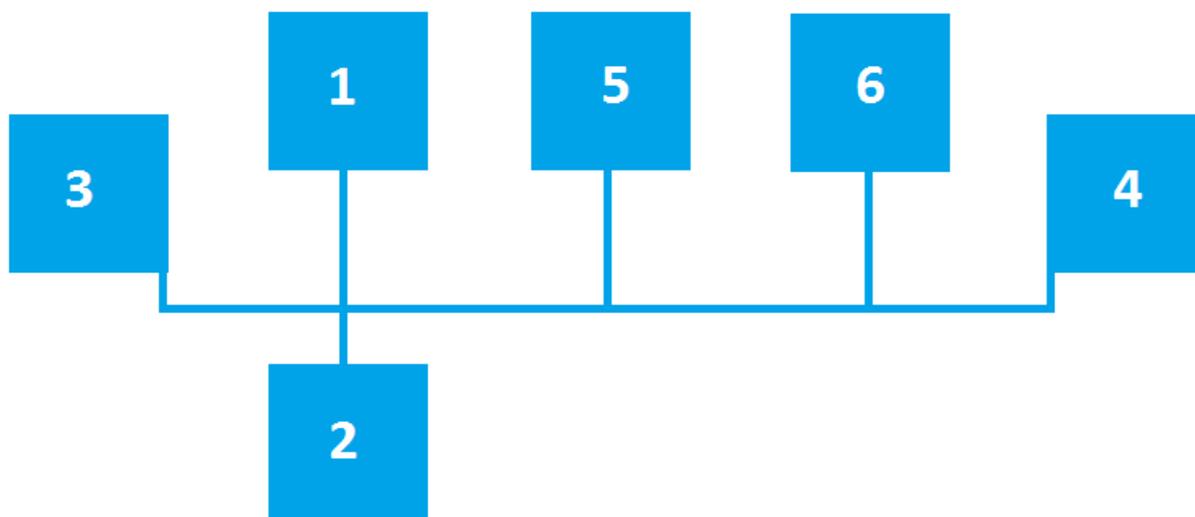


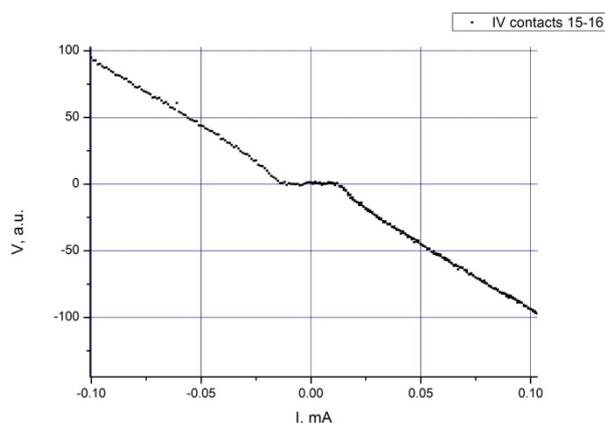
Рис. 8: Схематичное представление образца для экспериментов по эффекту Холла.

Для измерения холловских напряжений по общей шине пускался транспортный ток различных величин (контакты 3-4), а измерение напряжения в изменяющемся магнитном поле проводилось с контактов 1-2. Также данная геометрия хорошо подходит для измерения удельного сопротивления переходов по четырехточечной схеме. Для этого ток пропусклся через контакты 3-4, а напряжение снималось с контактов 5-6.

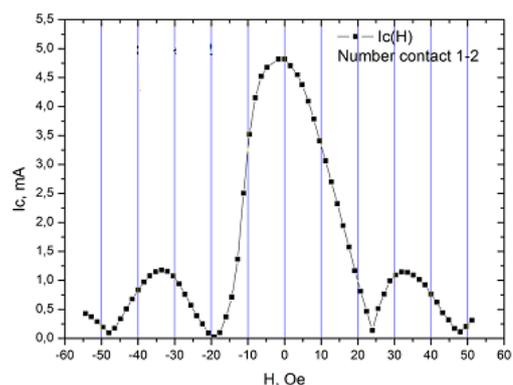
В ходе экспериментов, выполненных в данной работе, изучалась зависимость критического тока I_c и его плотности j_c от толщины ферромагнетика d_F и температуры T , а также их вольт-амперные характеристики (рис. 9 а). Изучение кривых $I_c(H)$ позволяло контролировать однородность распределения критической плотности тока по площади контакта. Для всех исследованных образцов зависимость $I_c(H)$ с хорошей точностью описывалась соотношением Фраунгофера (Рис. 9 б):

$$I_c(H) = I_m \sin(\pi\Phi/\Phi_0) / (\pi\Phi/\Phi_0), \quad (19)$$

где Φ – поток магнитного поля через область слабой связи. Хорошее совпадение экспериментальных и теоретических кривых говорило об однородности распределения величины j_c по площади контакта.



а)



б)

Рис. 9: а) типичная ВАХ образца, б) зависимость крит тока от магнитного поля.

5. Результаты

5.1. Исследование метода «клина».

Суть метода заключалась в том, что при напылении подложка располагалась не под центром мишени, а смещенной в сторону (Рис. 10). Столик, на котором располагалась подложка, мог вращаться вокруг оси, проходящей через его центр. Установка была оснащена электромотором, который приводил столик в движение. Подложка описывала круговую траекторию, вращаясь вокруг мишени, для того чтобы напыление происходило равномерно. Толщина напыленного слоя регулировалась длительностью процесса напыления и его скоростью.

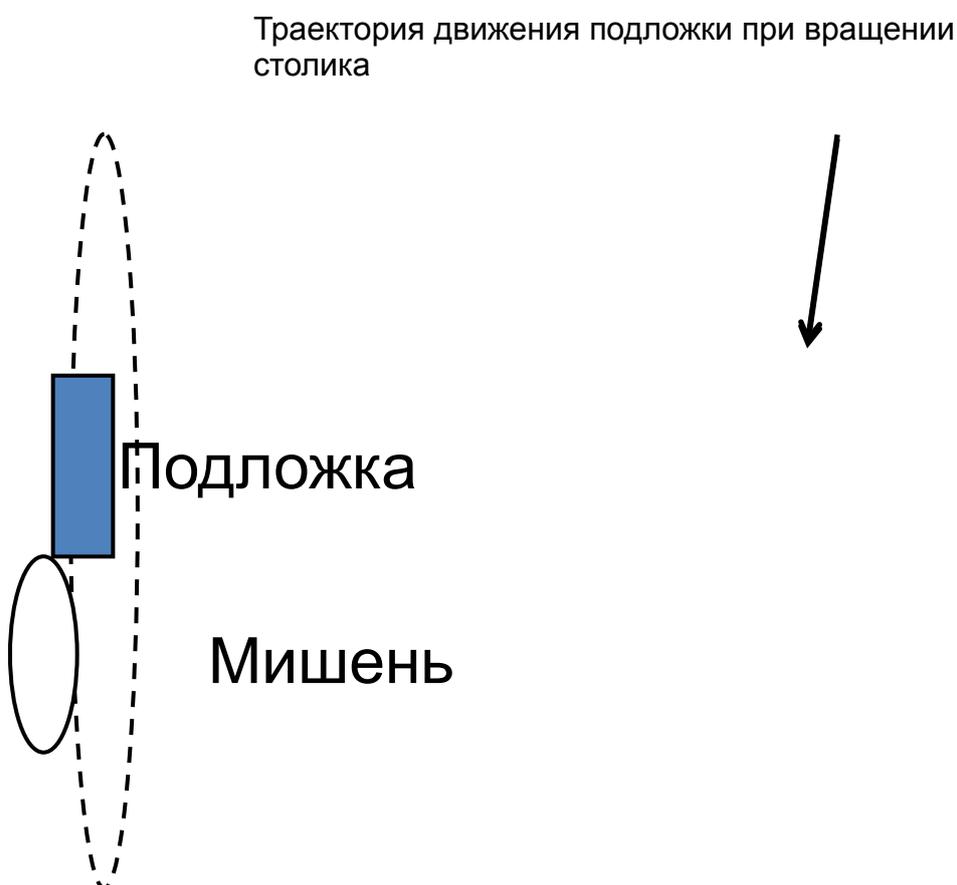


Рис. 10: Расположение подложки относительно мишени при напылении с помощью метода клина (вид сверху).

Для изучения метода был спроектирован специальный образец (Рис. 11). Он представлял собой подложку, на которой было размещено 15 контактов, оснащенных парой больших контактных площадок. Контакты были соединены последовательно. В едином напылительном цикле изготавливалась прямоугольная структура размерами 60x15 мм, которая потом разрезалась на 4

образца 15x15 мм. Расстояние между соседними контактами составляло 875 микрон. Такое размещение позволяло получить шаг толщины F слоя порядка 8 ангстрем. Размеры контактов также менялись от 6 до 80 мкм, чтобы контакты с различной критической плотностью имели более близкие друг к другу значения критического тока.

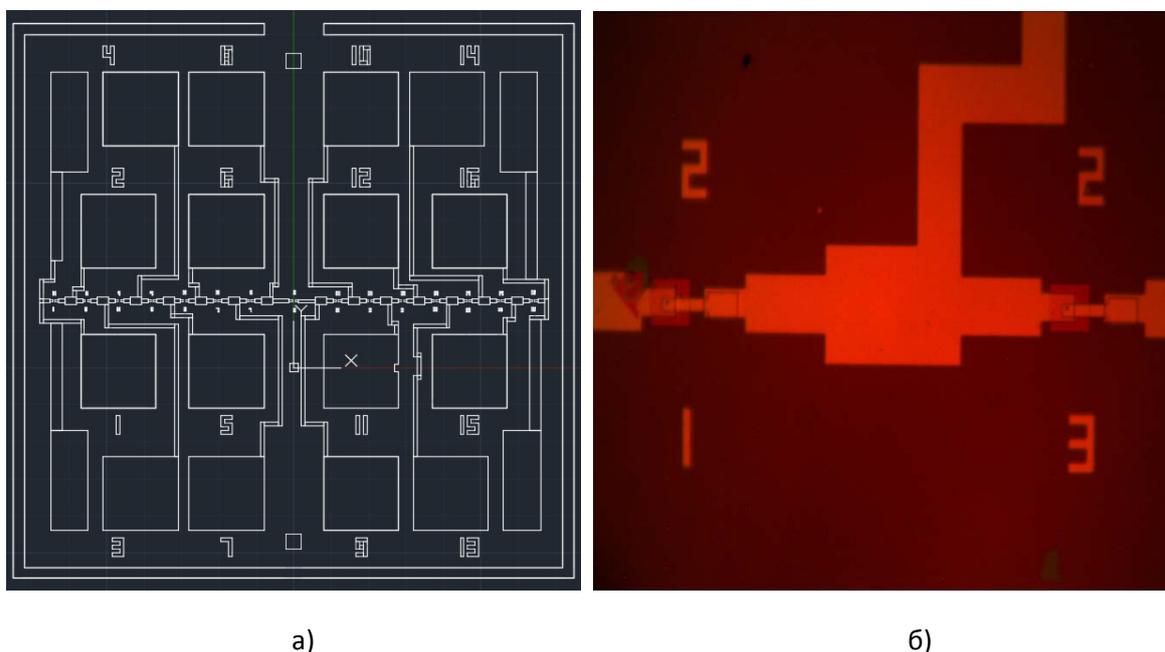


Рис. 11: а) шаблон образца, б) фотография образца с увеличением.

Перед изготовлением образцов, был проведен эксперимент (Рис. 12,13) по измерению профиля напыления. С помощью профилометра была измерена зависимость высоты профиля клина от координаты положения подложки. С помощью полученного графика можно было определить толщину ферромагнитной прослойки в зависимости от ее координаты на клине. Так же были проведены технические работы для обеспечения высокой воспроизводимости результата. Для этого к оси камеры, которая вращалась вместе со столиком, на котором находилась подложка, крепилась лазерная указка, луч которой попадал на удаленный экран. Положение отблеска на экране совмещалось с меткой, что позволяло гарантировать воспроизводимость выставления подложки перед напылением с точностью до 0,6 мм.

Профиль последующих напылений вычислялся с помощью зависимости высоты при тестовом напылении, путем перенормировки графика. Для этого измерялась скорость напыления и фиксировалась его длительность, после чего тестовая зависимость умножалась на соответствующий коэффициент. Полученный таким образом профиль для нашего образца изображен на рис. 14.

Для удобства вычисления толщины с помощью клина, зависимость высоты профиля была аппроксимирована функцией:

$$40+0.485x+2\arctg(0.4x+15). \quad (20)$$

Данная зависимость не имеет непосредственного физического смысла и носит исключительно вспомогательный характер.

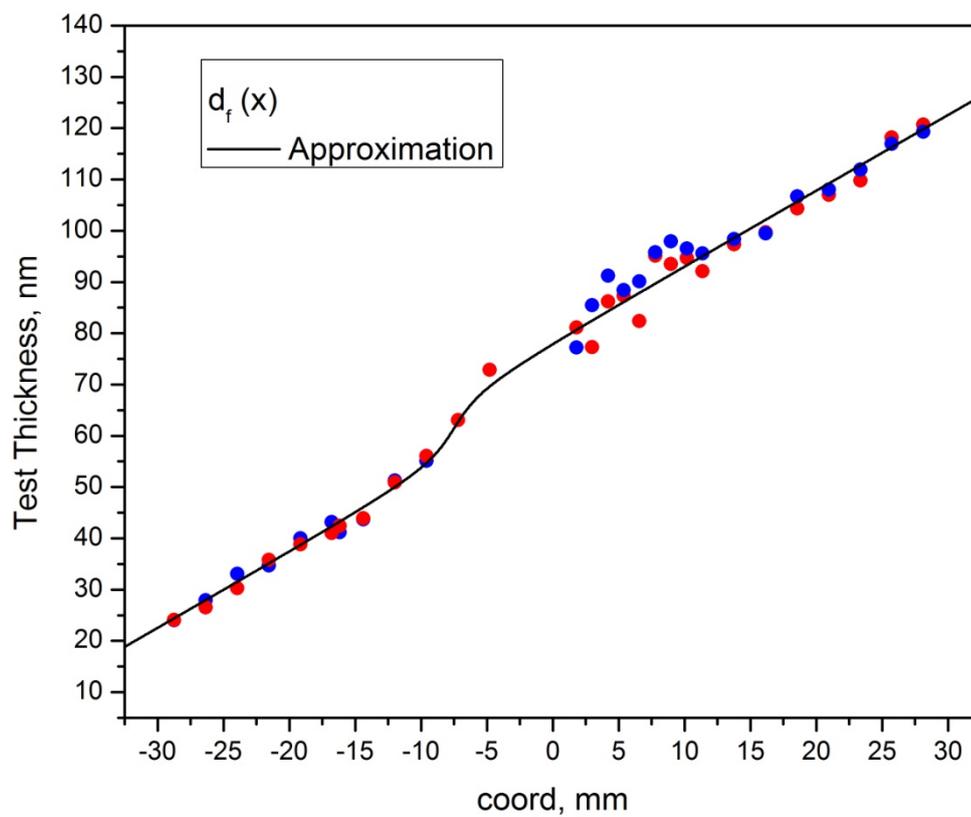


Рис. 12: График зависимости высоты профиля клина от координаты положения подложки при тестовом напылении.

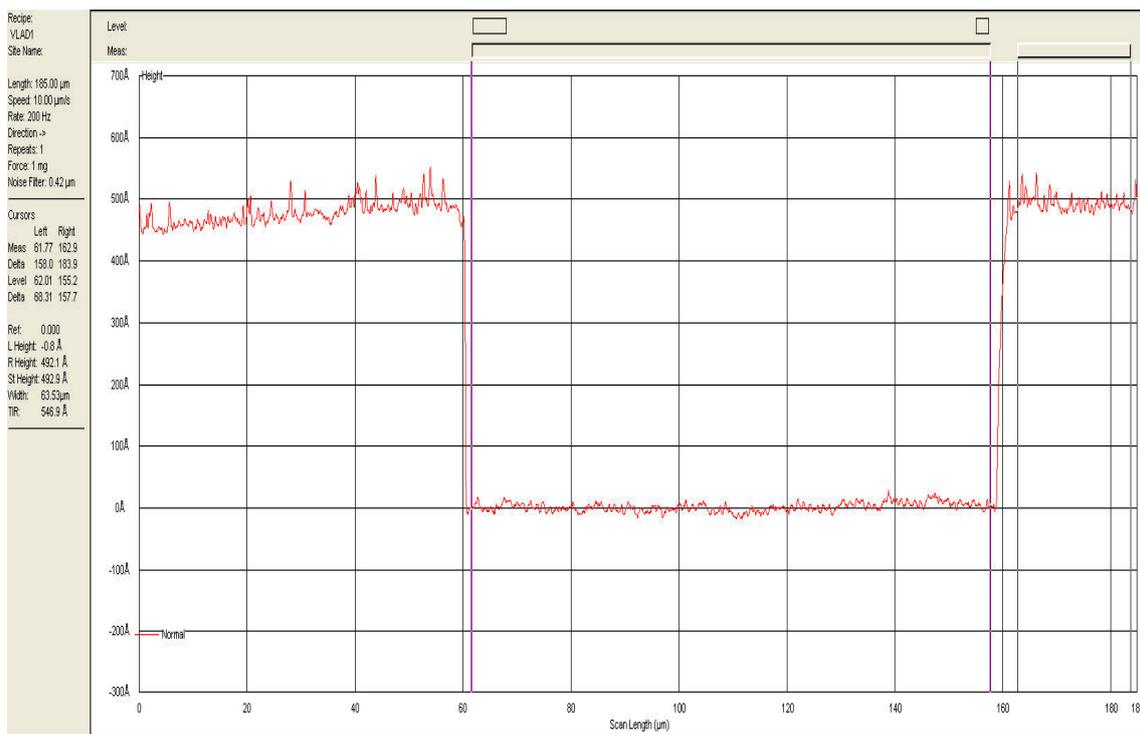


Рис. 13: Профиль одной ступеньки, измеренный с помощью профилометра.

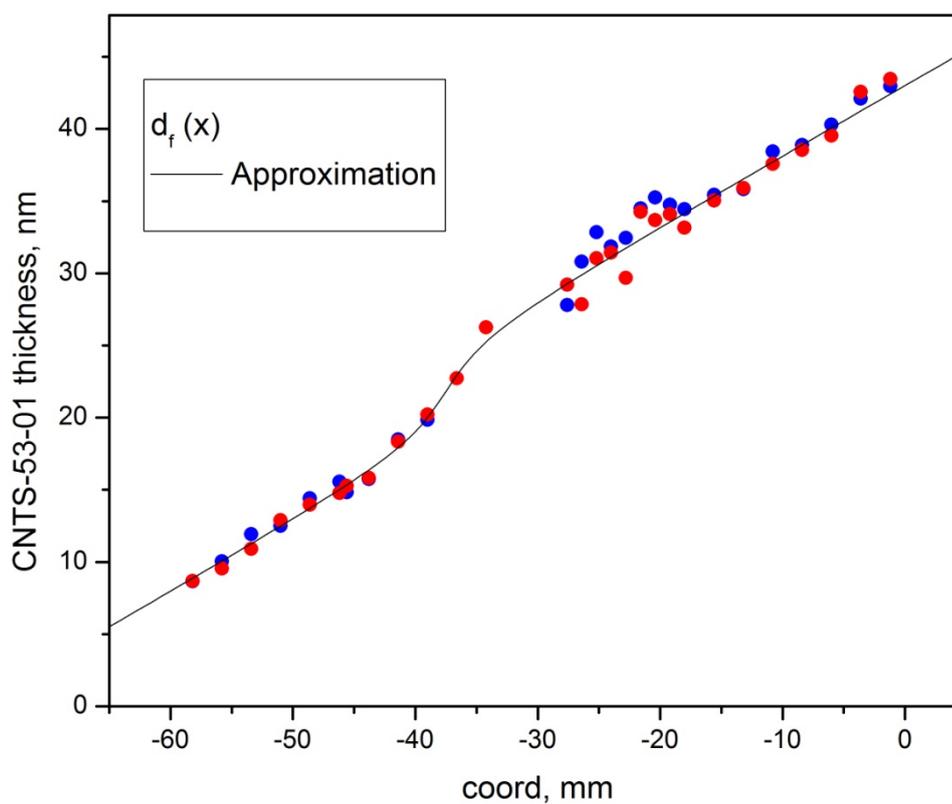


Рис. 14: График зависимости высоты профиля клина от координаты положения подложки при напылении образца Nb-CuNi-Nb 53%.

5.2. Исследование критического тока SFS контакта Nb-CuNi-Nb.

Данный эксперимент проводился на сплаве $\text{Cu}_{46.2}\text{Ni}_{53.8}$ в диапазоне толщин 20-36 нм. Концентрации никеля и меди в сплаве определялись с помощью рентгеноструктурного анализа. Для начала были исследованы магнитные свойства сплава CuNi, с помощью изучения эффекта Холла. Были получены зависимости Холловского напряжения от магнитного поля, при фиксированном транспортном токе через образец. Так же были изучены зависимости Холловского напряжения от температуры, при постоянной величине магнитного поля (Рис. 15). Полученные пленки обладали коэрцитивностью 250 Э при гелиевой температуре и толщинах 20-42 нм. Температура Кюри составляла 14 К.

Так же было измерено удельное сопротивление сплава CuNi. Оно составляло $8.8 \cdot 10^{-8}$ Ом м.

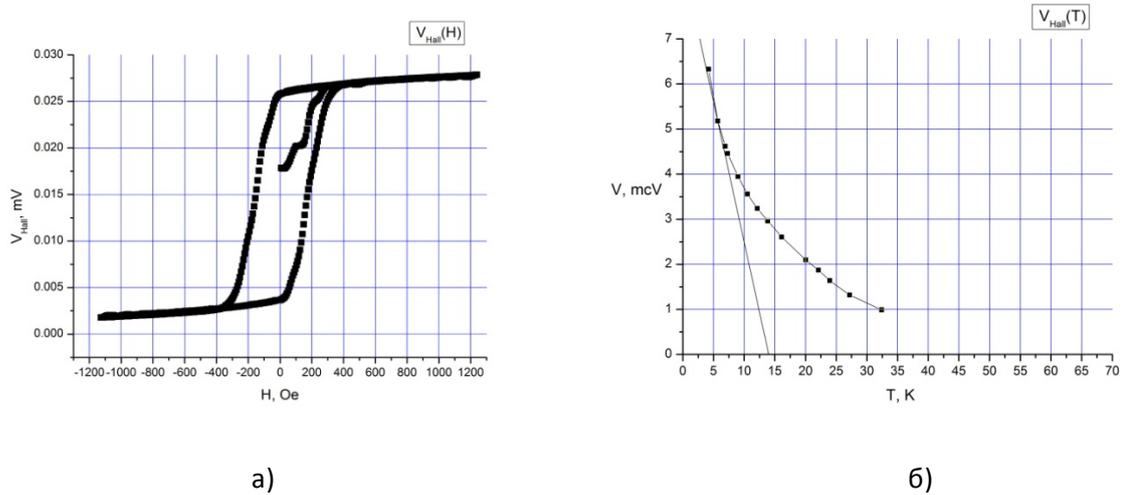


Рис. 15: а) Зависимость Холловского напряжения от приложенного магнитного поля, б) зависимость холловского напряжения от температуры при фиксированном магнитном поле. Толщина ферромагнитной пленки 20 нм.

Далее проводился эксперимент по изучению зависимости критической плотности тока контактов от толщины F слоя. Величина критического тока определялась с помощью ВАХ для каждого контакта, затем она делилась на площадь контакта, что давало значение критической плотности. Далее координата контакта пересчитывалась в толщину F слоя, используя полученную ранее координатную зависимость высоты профиля клина. Полученный график изображен на рис. 16. Примечательно, что благодаря использованию метода клина удалось получить данную зависимость с помощью всего лишь двух чипов, изготовленных в ходе одного процесса напыления.

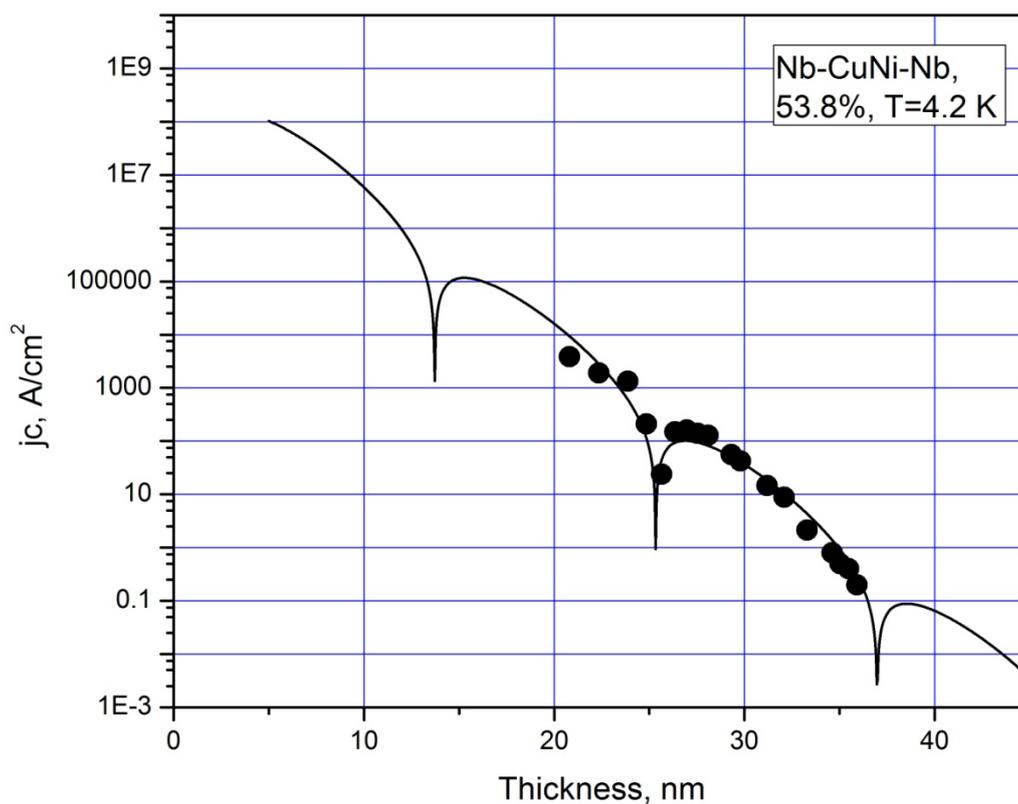


Рис. 16: Зависимость критической плотности тока от толщины ферромагнитной прослойки для образцов с концентрацией никеля 53,8%.

Из графика видно наличие 0-π переходов при толщинах слоя ферромагнетика 25,7 нм и 37,3 нм.

Так же были измерены температурные зависимости критического тока для различных контактов (Рис. 17). При толщине F слоя 25,7 нм зависимость крит. тока имела возвратный характер, что подтверждает наличие 0-π там перехода. Для при толщинах F слоя между 0- π переходами критический ток увеличивался. При толщине близкой к 37 нм критический ток вновь обратился в 0 при уменьшении температуры, что говорит о наличии 0-π перехода так же и в точке 37,3 нм.

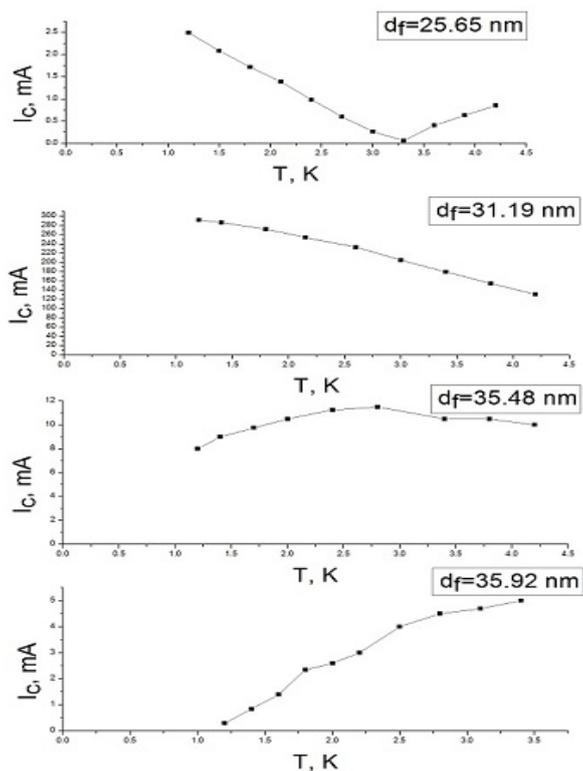


Рис. 17: Температурные зависимости критического тока для различных толщин F слоя.

5.3. Обсуждение экспериментальных результатов.

Зависимость критического тока, приведенная на рис. 16 была аппроксимирована формулой:

$$j = 3 \cdot 10^8 e^{-(d-3,65)/1,65} [\sin((d-3,65)/3,7) + \{1,65/3,7\} \cos((d-3,65)/3,7)]. \quad (21)$$

Для совпадения теоретической кривой с графиком понадобилось ввести сдвиг по толщине F слоя на 3,65 нм. Это объясняется наличием так называемого dead-слоя, в котором в силу ряда причин ферромагнетизм ослаблен.

Из аппроксимационной формулы получены значения для длин когерентности:

$$\xi_1 = 1,65 \text{ нм}. \quad (22)$$

$$\xi_2 = 3,7 \text{ нм}. \quad (23)$$

Это позволяет вычислить полу-период пространственных осцилляций параметра порядка:

$$\lambda/2 = \pi \xi_2 = 11,6 \text{ нм}. \quad (24)$$

Период пространственных осцилляций и мнимая длина когерентности в нашем эксперименте оказались такими же как в эксперименте 2006 года. Однако действительная длина когерентности увеличилась, что проявляется как уменьшение затухания волновой функции. Это говорит об уменьшении процессов с магнитным рассеянием.

Так же с помощью формулы (16) можно оценить отношение A к E_{ex} :

$$\alpha = A/E_{ex} = 0,9. \quad (25)$$

$$A = 0,9 E_{ex}. \quad (26)$$

Как мы видим, отношение характерной энергии магнитного рассеяния к обменной энергии стало меньше, чем в предыдущей работе.

Учитывая, что полу – период пространственных осцилляций оказался равен 11,6 нм можно предположить наличие еще одного 0-π перехода левее исследованной области, при толщине ферромагнетика 14,1 нм (Рис. 18). Следовательно, обнаруженные в нашей работе 0- π переходы являются вторым и третьим по счету. Так же из полученной аппроксимации следует, что максимальная возможная критическая плотность тока в π-состоянии составляет 10^5 А/см².

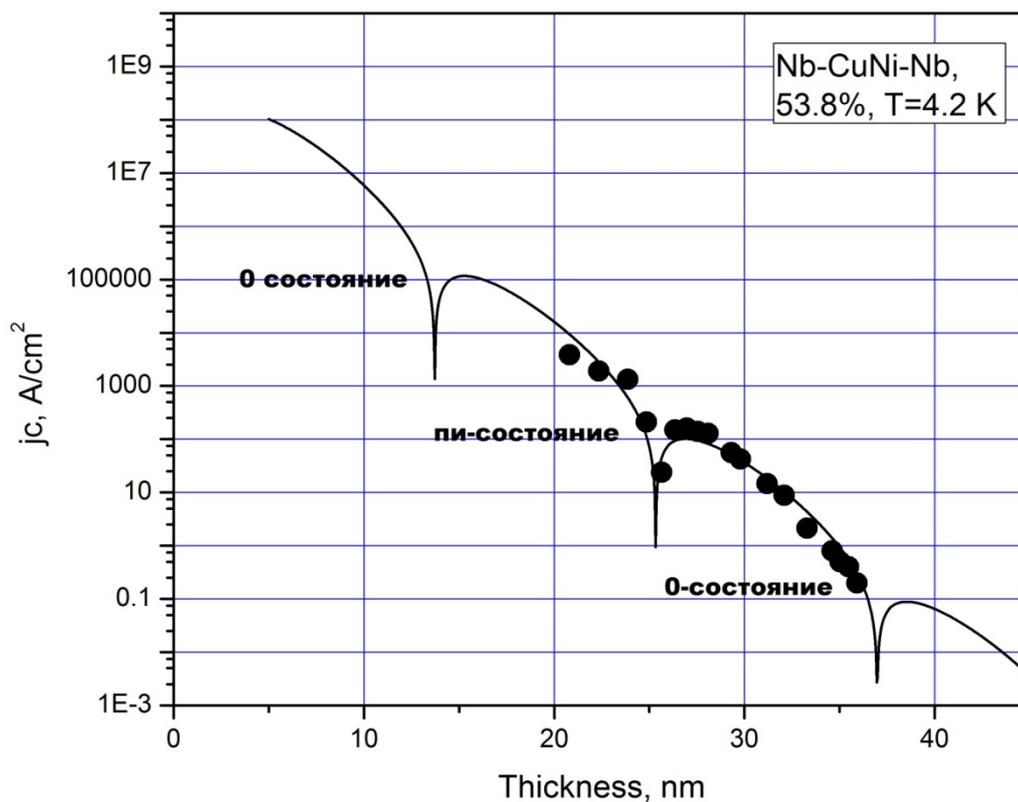


Рис. 18: Показаны области с положительным и отрицательным знаком ток-фазового соотношения для джозефсоновских контактов Nb-CuNi-Nb.

6. Выводы

- Освоена методика измерений при помощи СКВИД-вольтметра.
- Исследованы возможности метода клина для измерения пространственных масштабов сверхпроводимости в CuNi.
- Проведены оценки пространственных масштабов для нового состава CuNi-сплава.
- Показано уменьшение фактора магнитного рассеяния по сравнению с ранее полученными данными.
- Предсказана возможность реализации п-контактов, с критическими плотностями тока до 100 (кА/см²).

7. Список литературы

- [1] Булаевский Л.Н., Кузий В.В., Собянин А.А. Письма в ЖЭТФ, 101:231, 1992.
- [2] Буздин А.И., Вуйчич Б., Куприянов М.Ю. Письма в ЖЭТФ, 101:231, 1992.
- [3] Ларкин А.И., Овчинников Ю.Н. ЖЭТФ 47 1136 (1964).
- [4] Fulde P., Ferrel R.A. *Phys. Rev.* 135 A 550 (1964).
- [5] Шмидт В.В. Введение в физику сверхпроводников, М.: МЦНМО, 2000.
- [6] Demler E.A., Arnold G.B., Beasley M.R. *Phys. Rev.* B55, 15174 (1997).
- [7] V.V. Ryazanov, V.A. Oboznov, A.Yu. Rusanov et. al. *Phys. Rev. Lett.* 86 2427 (2001).
- [8] V.A. Oboznov, V.V. Bol'ginov, A.K. Feofanov, V.V. Ryazanov and A.I. Buzidn *Phys. Rev. Lett.* 96 197003 (2006).