

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
«Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет)»
Физтех-школа физики и исследований им. Ландау
Кафедра физики твердого тела

Направление подготовки / специальность: 03.03.01 Прикладные математика и физика
(бакалавриат)

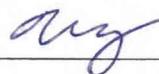
Направленность (профиль) подготовки: Фундаментальная и прикладная физика

ПРОВЕДЕНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ ПРИ ПОМОЩИ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ

(бакалаврская работа)

Студент:

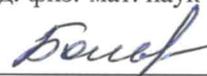
Ионин Александр Сергеевич



(подпись студента)

Научный руководитель:

Большинов Виталий Валериевич,
канд. физ.-мат. наук



(подпись научного руководителя)

Консультант (при наличии):

(подпись консультанта)

Москва 2020

Аннотация

Ток-фазовое соотношение является важнейшей характеристикой джозефсоновского контакта, поскольку несет информацию о материальных константах и процессах, происходящих внутри джозефсоновского барьера. Поэтому измерение ток-фазового соотношения является одной из важнейших задач экспериментального исследования джозефсоновских структур. Целью данной работы является модификация эксперимента по измерению ток-фазового соотношения с целью расширения возможностей исследования образцов с большим критическим током.

Экспериментальная структура представляет собой комбинацию индуктивно связанных одно-контактного и двухконтактного интерферометров, причем свойства первого из них определяются изучаемым образцом, а второй используется для измерения магнитного потока. Искомая модификация связана с уменьшением эффективной индуктивности структуры, а также изготовлением обоих интерферометров на одном чипе. Для уменьшения эффективной индуктивности предложено и экспериментально опробовано использование сверхпроводящего экрана. Разработан, реализован и экспериментально исследован прототип образца для измерения ток-фазового соотношения.

Содержание

1	Введение	4
2	Литературный обзор	5
2.1	Сверхпроводящие интерферометры	6
2.2	Ток-фазовый эксперимент	9
3	Методика	15
3.1	Изготовление образцов	15
3.2	Оборудование	18
4	Результаты	21
4.1	Проектирование топологии экранированных 2-контактных интерферометров	21
4.2	Исследование 2-контактных интерферометров с разным значением индуктивности	22
4.3	Ток-фазовый эксперимент	26
5	Заключение	29
	Список литературы	30

1 Введение

Сверхпроводящий интерферометр представляет собой замкнутый сверхпроводящий контур (кольцо) с включенными в него одним или несколькими джозефсоновскими контактами. Основным свойством интерферометра является зависимость его характеристик от потока внешнего магнитного поля Φ_e . Например, поток магнитного поля через сверхпроводящее кольцо может принимать исключительно значения, кратные фундаментальной величине $\Phi_0 = \frac{h}{2e}$, называемой квантом магнитного потока. Это свойство вытекает из условия однозначности сверхпроводящей волновой функции при обходе замкнутого сверхпроводящего контура: изменение ее фазы φ должно быть кратно 2π . Физически квантование потока обеспечивается изменением направления кольцевых сверхпроводящих токов, которые могут либо экранировать внешнее поле, либо дополнять его поток до ближайшего целочисленного значения. Включение в контур контактов Джозефсона (КД) смягчает эффект квантования магнитного потока, поскольку протекание сверхтока через контакт связано с возникновением большого градиента фазы φ . Для одноконтактного интерферометра полный поток Φ монотонно возрастает при увеличении Φ_e , осциллируя относительно линейной зависимости $\Phi = \Phi_e$. В многоконтактных интерферометрах появляется возможность измерять критический ток, который также осциллирующим образом зависит от внешнего магнитного поля. Большая чувствительность сверхпроводящих интерферометров к магнитному потоку определяет их практическую значимость. С их помощью можно создать магнетометры с чувствительностью порядка 10^{-11} Гс, вольтметры с чувствительностью порядка 10^{-15} В и другие приборы уникальной чувствительности. В быстрой одноквантовой логике [4] интерферометры используются для генерации и управления последовательностями пикосекундных импульсов, а при выполнении определенных условий являются базовыми элементами квантовой сверхпроводящей электроники (кубиты) [8]. В целом, свойства сверхпроводящих интерферометрических структур в настоящее время хорошо изучены, а сами они активно применяются в экспериментальной деятельности. На момент начала работы в лаборатории сверхпроводимости наблюдался недостаток практического опыта в проектировании и изготовлении многослойных структур заданной индуктивности, использующих сверхпроводящий экран. Целью данной работы являлось восполнение данного пробела с целью дальнейшего использования полученных результатов при разработке перспективных устройств цифровой сверхпроводящей электроники.

2 Литературный обзор

Согласно теории Гинзбурга-Ландау [1] коллектив сверхпроводящих электронов может быть охарактеризован комплексной сверхпроводящей волновой функцией $\psi = |\psi|e^{i\theta}$, зависящей от трех координат и времени. Модуль волновой функции характеризует пространственное распределение концентрации сверхпроводящих электронов, а фаза создает условия для проявления эффектов макроскопической квантовой когерентности (см. ниже). Обе величины могут зависеть от координат и времени. Джозефсоновский контакт [5] состоит из двух массивных сверхпроводящих берегов, соединенных областью с ослабленной сверхпроводимости. Стационарный эффект Джозефсона состоит в том, что через такой контакт может протекать бездиссипативный ток, не превышающий некоторого критического значения I_c . Сверхток через переход определяется разностью фаз волновых функций сверхпроводящих берегов $\varphi = \theta_1 - \theta_2$ посредством нечетного, 2π периодического ток-фазового соотношения. Если ток через КД превышает критическое значение, то на контакте появляется напряжение, которое определяет скорость изменения разности фаз со временем согласно уравнению нестационарного эффекта Джозефсона:

$$2eV = \hbar \frac{\partial \varphi}{\partial t} \quad (1)$$

Изучение ток-фазового соотношения (ТФС или CPR) джозефсоновских контактов является весьма актуальной задачей. Ток-фазовое соотношение определяется свойствами джозефсоновского барьера изучаемого контакта и несет информацию о происходящих в нем процессах и материальных параметрах. Простейшим видом ток-фазового соотношения является синусоидальное:

$$j = j_c \sin(\varphi) \quad (2)$$

Оно имеет место для туннельных джозефсоновских контактов [5], для барьера из «грязного» (диффузного) металла и многих других. Возможен и более сложный вид ток-фазового соотношения. Свойства симметрии пространства и условие однозначности сверхпроводящей волновой функции требуют лишь нечетности и 2π -периодичности функции ТФС. Математически это означает, что ТФС может быть разложено в ряд Фурье по синусоидальным гармоникам. К настоящему времени было предложено много реализаций джозефсоновских контактов, использующих экзотические виды барьера (ферромагнитный, полупроводниковый, топ изоляторы и т.д.) для которых предсказывалась экзотическая форма ток-фазового соотношения [10].

Таким образом, использование и развитие методов изучения ток-фазового соотношения является важной задачей экспериментальной физики джозефсоновских структур. Одним из наиболее наглядных является метод, предложенный в работе [11], и использованный нами ранее в работе [9] для изучения ТФС джозефсоновских контак-

тов с ферромагнитным барьером. Этот метод сочетает использование одноконтактного сверхпроводящего интерферометра как элемента, чувствительного к ток-фазовому соотношению, и двухконтактного – как датчика магнитного потока. Далее мы рассмотрим свойства указанных интерферометров, схему эксперимента по изучению ток-фазового соотношения, а также направления совершенствования данной методики.

2.1 Сверхпроводящие интерферометры

Сверхпроводящие интерферометры (СКВИД) состоят из одного или нескольких сверхпроводящих контуров (колец), содержащих один или несколько КД на контур. Основным свойством сверхпроводящего кольца состоит в том, что при его обходе изменение фазы сверхпроводящей волновой функции должно быть кратно 2π . Изменение фазы возникает при протекании сверхтока или при наличии магнитного поля согласно обобщенному уравнению Лондонов [1]:

$$\hbar\nabla\theta = 2mv_s + \frac{2e}{c}A, \quad (3)$$

где A – векторный потенциал магнитного поля. Изменение θ имеет место и в сверхпроводнике, и в джозефсоновском барьере, однако в джозефсоновских контактах оно гораздо сильнее из-за протекания сверхтока через зону ослабленной сверхпроводимости. На рис.(1) схематически представлено устройство двухконтактного интерферометра.

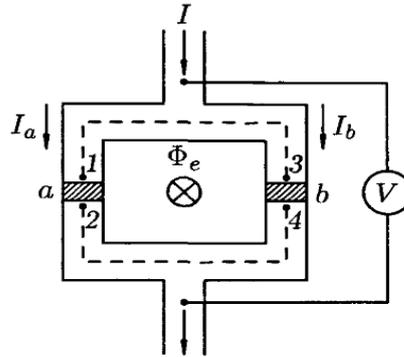


Рис. 1: Двухконтактный СКВИД.[1]

Пусть образец помещен в магнитное поле, перпендикулярное плоскости сверхпроводящей петли, и через него пропускается ток от внешнего источника. Проинтегрируем ур. (3) по контуру ($1 \mapsto 3, 4 \mapsto 2$). В результате получаем выражение

$$\theta_3 - \theta_1 + \theta_2 - \theta_4 = \frac{2e}{\hbar} \left(\int_1^3 Adl + \int_4^2 Adl \right) \quad (4)$$

Пользуясь теоремой Стокса и заменой $\theta_4 - \theta_3 = \varphi_a$, $\theta_2 - \theta_1 = \varphi_b$ получаем

$$\varphi_a - \varphi_b = \frac{2\pi\Phi}{\Phi_0} \quad (5)$$

Таким образом, магнитный поток связывает между собой разности фаз на джозефсоновских контактах а и б. Ток внешнего источника, протекающий через контакты а и б, связан с разностями фаз ток-фазовым соотношением

$$\begin{cases} j_a = j_c \sin \varphi_a \\ j_b = j_c \sin \varphi_b \end{cases}$$

В данной работе мы используем туннельные КД для изготовления интерферометров, поэтому можем использовать простейшую форму ТФС. Применение закона Киргхофа дает:

$$I = I_c(\sin(\varphi_a) + \sin(\varphi_b)) \quad (6)$$

Тригонометрическими преобразованиями это выражение приводится к виду.

$$I = 2I_c \cos\left(\frac{\pi\Phi}{\Phi_0}\right) \sin\left(\varphi_b + \frac{\pi\Phi}{\Phi_0}\right) \quad (7)$$

Данное выражение представляет собой ток-фазовое соотношение двухконтактного интерферометра. Отсюда находим, что критический (то есть максимальный бездиссипативный ток через СКВИД) равен:

$$I_{max} = 2I_c \left| \cos\left(\frac{\pi\Phi}{\Phi_0}\right) \right| \quad (8)$$

График этой зависимости изображен на рис.(2)

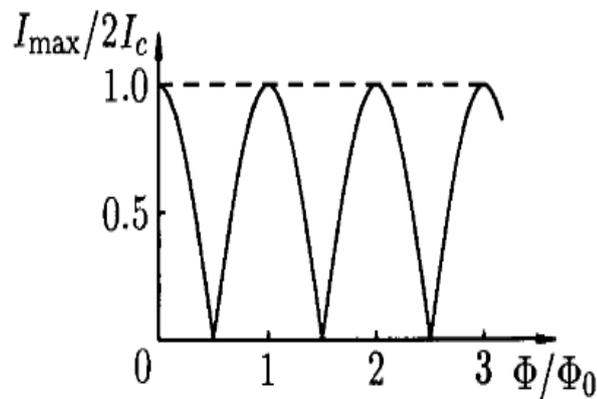


Рис. 2: Ток-поточная зависимость двухконтактного СКВИДа.[1]

Таким образом двухконтактный СКВИД имеет периодичную зависимость критического тока от потока Φ , с периодом $\Phi_0 = \frac{h}{2e} = 2 \cdot 10^{-15}$. Тем самым измерение I_{max} позволяет наблюдать за изменением магнитного поля. Этим обусловлено применение датчиков СКВИДа в пиковольтметрах и чувствительных магнетометрах.

Вторым видом, рассматривающихся сверхпроводящих интерферометров, является одноконтактный СКВИД, который схематично изображён на рис.(3).

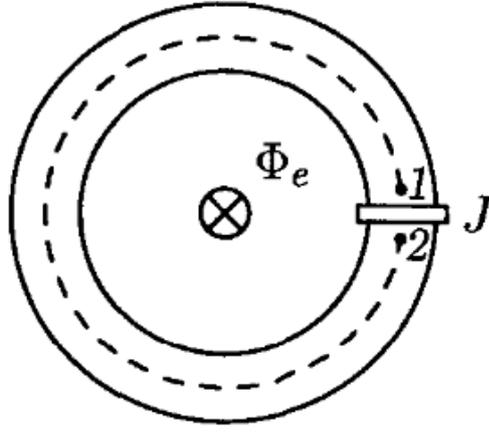


Рис. 3: Одноконтактный СКВИД.[1]

Взяв уравнение (3), интегрируем его по контуру ($1 \mapsto 2$). И проводя те-же операции, что и в случае двухконтактного СКВИДа, приходим к выражению.

$$\varphi = \frac{2\pi\Phi}{\Phi_0} \quad (9)$$

Возникновение разности фаз на КД приводит к протеканию кругового тока $I_{\text{круг}} = I_c \sin(\varphi)$ согласно ток-фазовому соотношению. Магнитный поток в кольце складывается из внешнего потока Φ и экранирующего:

$$\Phi = \Phi_{\text{внешний}} - LI_{\text{экранирующий}} \quad (10)$$

Выполнив подстановку, получаем неявное выражения для зависимости полного потока через одноконтактный интерферометр от внешнего.

$$\Phi_{\text{внешний}} = \Phi + LI_c \sin\left(\frac{2\pi\Phi}{\Phi_0}\right) \quad (11)$$

Одноконтактный интерферометр также может быть использован в качестве чувстви-

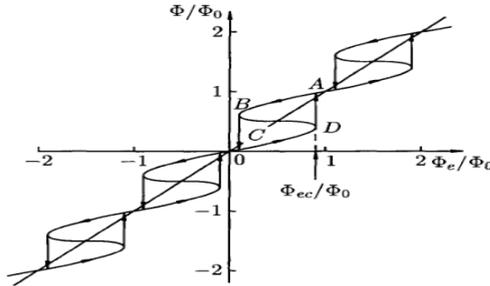


Рис. 4: Зависимость $\Phi_{\text{внешний}}$ от Φ для одноконтактного СКВИДа .

тельного датчика магнитного потока [1]. Однако его использование в этом качестве менее удобно, поскольку он не имеет критического тока в отличие от двухконтактного СКВИДа. Более точно, для перехода в резистивное состояние требуется разрушить сверхпроводимость в самом кольце, что требует пропускание гораздо большего тока, нежели критический ток КД. Поэтому состояния такого датчика тестируется при

помощи переменного сигнала, что сложнее случая 2-контактного СКВИДа. Одноконтактный интерферометр имеет 2 режима работы, определяемых его индуктивностью. Последняя характеризуется безразмерным параметром $\beta_L = 2\pi LI_c/\Phi_0$ [1]. Если индуктивность велика, то есть $\beta_L > 1$, то зависимость $\Phi(\Phi_e)$ является гистерезисной. Этот режим актуален при использовании интерферометра в СКВИД-усилителях. При малой индуктивности $\beta_L < 1$ зависимость $\Phi(\Phi_e)$ является однозначной. Этот режим актуален при измерении ток-фазового соотношения.

2.2 Ток-фазовый эксперимент

Для экспериментального определения ток-фазового соотношения Джозефсоновского контакта выполняется эксперимент схема которого изображена на рис.(5).

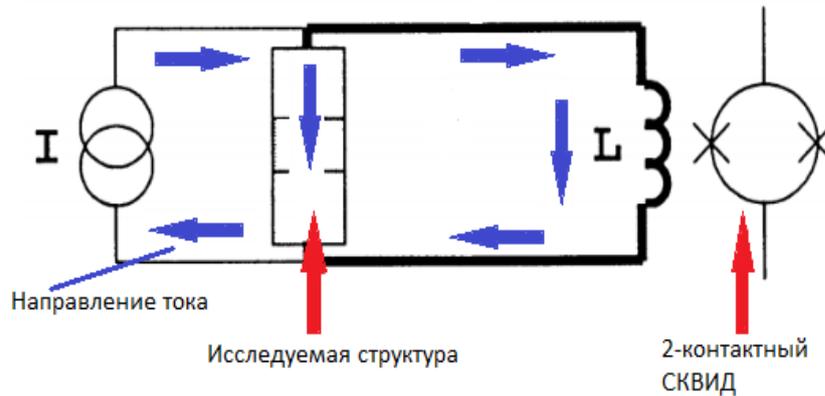


Рис. 5: Схема эксперимента по определению ток-фазового соотношения КД.

Ток источник протекает через КД и параллельно подключенную сверхпроводящую петлю. Первая часть тока создает на контакте разность фаз φ согласно ток-фазовому соотношению. Вторая часть создает магнитный поток Φ . Условие баланса фаз требует выполнение следующего соотношения (по аналогии с ур.9)

$$\varphi = \frac{2\pi\Phi}{\Phi_0} \quad (12)$$

Применение закона Киргхофа к точке А дает:

$$I_{bias} = I_J - I_L \quad (13)$$

где $I_L \approx \Phi_L$ есть ток протекающий по сверхпроводящему кольцу. Здесь учтено, что магнитный поток, возникающий за счет тока I_J , пренебрежимо мал. Это условие должно быть учтено при проектировании дизайна тонкопленочного образца. Таким образом мы имеем систему уравнений, параметрическим образом задающих ток-фазовое соотношение. Параметром является магнитный поток Φ , который во время эксперимента измеряется как функция тока источника.

Рассмотрим вид экспериментальных кривых $\Phi(I)$ в случае синусоидального ток-фазового соотношения исследуемого образца. Подставив выражение $I_J = I_c \sin \varphi$ в ур. (13) получаем:

$$I_{bias} = I_c \sin\left(\frac{2\pi\Phi}{\Phi_0}\right) + \frac{\Phi}{L} \quad (14)$$

или тоже уравнение в приведённом виде

$$i = \sin\left(\frac{2\pi\Phi}{\Phi_0}\right) + \frac{2\pi\Phi}{\Phi_0} \frac{1}{\beta_L} \quad (15)$$

где

$$\beta_L = \frac{2\pi L I_c}{\Phi_0} \quad (16)$$

Ур. (14) неявно определяет полный поток в кольце как функцию тока питания. Эта зависимость представлена на рис.(6) для двух значений параметра индуктивности. Как и в предыдущем разделе мы имеем 2 режима работы (гистерезисный и безгистерезисный), которые различаются значением параметра β_L . Для построения полного периода ток-фазового соотношения требуется условие $\beta_L < 1$. В противном случае возникают диапазоны магнитного потока, не достижимые ни при каком токе источника (указать на графике). Соответствующие диапазоны φ будут потеряны при построении экспериментально измеренного ток-фазового соотношения. Таким образом, ключевым моментом данного эксперимента является измерение магнитного потока в кольце одноконтактного СКВИДа. В нашей предыдущей работе [9] для этой цели использовался коммерческий датчик СКВИДа, смонтированный в отдельном корпусе из сверхпроводящего ниобия. Для индуктивной связи датчика с образцом использовался трансформатор потока, представлявший собой катушку диаметром 2 мм, намотанную из сверхпроводящего ниобиевого провода и подключенную к датчику СКВИДа сверхпроводящими контактами. Для создания индуктивной связи сверхпроводящая петля образца имела форму квадрата с внешним размером 3x3 мм, внутренним 1 мм и эффективной индуктивностью порядка 1 нГн. Нетрудно оценить, что безгистерезисный режим будет достигаться только в случае критического тока образца не более 1 мкА. В работе [9] такое значение индуктивности было неприемлемым, поскольку минимальное значение критического тока КД составляло около 35 мкА. Поэтому использовалась схема, в которой параллельно к исследуемому КД подключаются сразу две индуктивности L_{up} и $L_{down} \ll L_{up}$. Большая петля, как и прежде, использовалась для связи с коммерческим датчиком, а малая определяла эффективную индуктивность образца.

Чтобы в этом убедиться заметим, что для каждого из образовавшихся сверхпроводящих контуров, должно выполняться условие баланса фаз, аналогичное, рассмотренному ранее, одноконтактному СКВИДу. Эти уравнения имеют вид:

$$\phi = \begin{cases} \frac{2\pi\Phi_{up}}{\Phi_0} \\ \frac{2\pi\Phi_{down}}{\Phi_0} \end{cases} \quad (17)$$

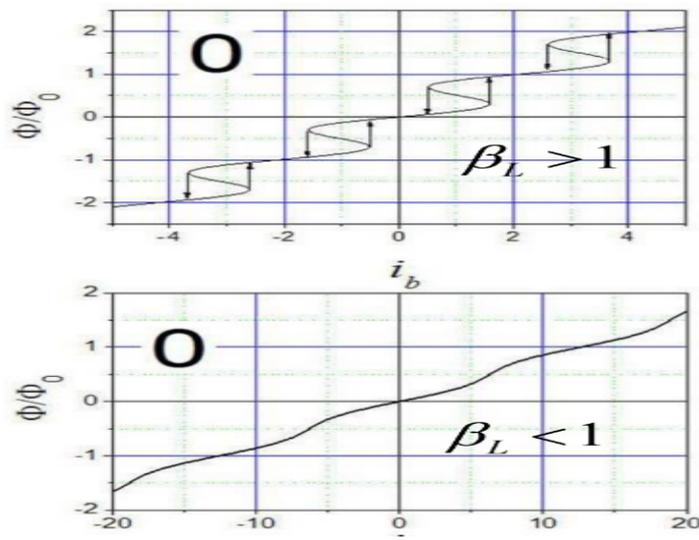


Рис. 6: Гистерезисный и безгистерезисный режимы измерения синусоидального токового соотношения.

и

$$\Phi_{up} = \Phi_{down} = \Phi$$

Решая эти уравнения совместно с первым уравнением Киргофа,

$$I_J = I - I_{up} - I_{down} \quad (18)$$

получаем:

$$I_J = I - \frac{\Phi}{L_{eff}} \quad (19)$$

$$L_{eff} = \frac{L_{up}L_{down}}{L_{up} + L_{down}} \approx L_{down} \quad (20)$$

при $L_{down} \ll L_{up}$

Получилась такая же зависимость, как если бы мы использовали один индуктивный контур, с индуктивностью L_{down} .

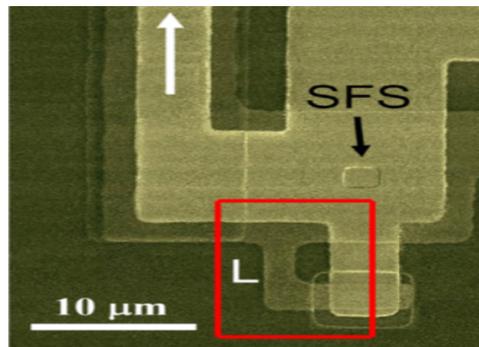


Рис. 7: Сверхпроводящая ниобиевая петля.

В работе [9] в качестве малого контура использовалась сверхпроводящая ниобиевая петля с размером стороны около 5 мкм рис.(7). Индуктивность такой петли составляет около $\mu_0 \cdot a = 6$ пГн (в нашем эксперименте удалось получить значения на порядок

меньше $\approx 0,63$ пГн). В этом случае переход в бизгистерезисный режим должен происходить при токах менее $I_c < \Phi_0/2\pi L \approx 50 \text{ mA}$. Формально это условие выполнялось в работе [9] в узком температурном диапазоне, однако дело осложнялось видом ток-фазового соотношения исследуемого образца. В работе изучались джозефсоновские переходы Nb-CuNi-Nb с ферромагнитным барьером, критический ток которых осциллирующим, знакопеременным образом зависит от толщины ферромагнетика [2]. Как правило, ток-фазовое соотношение образцов было синусоидальным [4]. Однако в окрестности узлов осцилляций первая гармоника ток-фазового соотношения обращалась в ноль и вторая гармоника начинала доминировать. Ее амплитуда I_2 составляла около 40 мкА, а соответствующий параметр индуктивности $\beta_2 = 0,5$. В этом случае достижение безгистерезисного режима становится невозможным.

Выведем условие безгистерезисного режима, при присутствии второй гармоники в ТФС. Ток-фазовое соотношение в этом случае выглядит следующим образом.

$$I = I_{c1} \sin \varphi + I_{c2} \sin 2\varphi \quad (21)$$

Подставим это в ур.(14).

$$I_{bias} = I_{c1} \sin\left(\frac{2\pi\Phi}{\Phi_0}\right) + I_{c2} \sin\left(\frac{4\pi\Phi}{\Phi_0}\right) + \frac{\Phi}{L}$$

Для однозначности зависимости $I_{bias}(\Phi)$, производная $\frac{dI_{bias}}{d\Phi}$ должна быть всюду больше нуля.

$$G\beta_{L2} \cos \varphi + 2\beta_{L2} \cos 2\varphi + 1 \geq 0$$

или в приведенном виде

$$\frac{1 - 2\beta_{L2}}{4\beta_{L2}} - \frac{G^2}{64} + \left(\cos \varphi + \frac{G}{8}\right)^2 \geq 0$$

Где $G = I_{c1}/I_{c2}; \beta_{L2} = \frac{\Phi_0}{2\pi L I_{c2}}$. Откуда находим, неравенство на β_{L2}

$$\beta_{L2} \leq \begin{cases} \frac{16}{G^2+32}, & \text{при } G \leq 8 \\ \frac{1}{G-2}, & \text{при } G \geq 8 \end{cases} \quad (22)$$

Таким образом, дальнейшее изучение ток-фазового соотношения КД с ферромагнитным барьером упирается в необходимость дальнейшего уменьшения индуктивности образца. Прямолинейное уменьшение геометрических размеров не очень продуктивно, поскольку уже достигнутый размер близок к предельному для фотолитографии. Дальнейшее уменьшение потребует радикальной модификации технологического процесса. Более простым выглядит переход к использованию контуров, расположенных над сверхпроводящим экраном. Известно [1], что магнитное поле в этой геометрии «запирается» в зазоре, имеющим толщину $d_m = \lambda_1 + t + \lambda_2 \sim 500$ нм, где λ -лондоновская длина,

t -толщина изоляции. Индуктивность пленки на квадрат, связанная с наличием магнитного поля и протеканием экранирующих сверхтоков, дается выражением $L^{KB} = \mu_0 \cdot d_m$. В нашем случае (см. раздел 3) в качестве сверхпроводника используется ниобий с лондоновской длиной 75 нм, а в качестве разделителя выступает слой диэлектрического оксида кремния толщиной 350 нм. Суммарная индуктивность квадрата пленки дается выражением $\mu_0 * (\lambda_1 + t + \lambda_2) \approx 0.6$ пГн. Поэтому для ширины линии порядка 10 мкм условие безгистерезисного режима $\beta < 1$ будет достигнуто при длине пленки мене 50 мкм. Оба размера являются макроскопическими и легко достигаются методами фотолитографии.

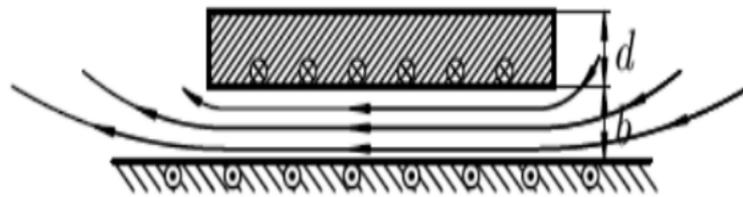


Рис. 8: Пленка над экраном

Вторым направлением оптимизации является отказ от сверхпроводящего трансформатора магнитного потока. Создание сверхпроводящих петель миллиметрового размера требует тщательной экранировки магнитных помех, а также очень хорошего качества сверхпроводящего контакта к коммерческому датчику СКВИДа. Это представляет собой определенные технические сложности. Гораздо разумнее смонтировать измерительные датчик на том же чипе с использованием тонкопленочных технологий. Предметом исследований в данном случае являются.

- 1) Разработка технологического процесса, допускающего изготовление одно- и двух-контактных интерферометров на сверхпроводящем экране.
- 2) Организация индуктивной связи между контурами.
- 3) Проектирование прототипа образца для измерения ток-фазового соотношения.

Актуальность темы связана с общим интересом к изучению образцов с несинусоидальным ток-фазовым соотношением. Целью данной работы было получение практического опыта проектирования, реализации и исследования джозефсоновских интерферометрических структур над сверхпроводящим экраном. Полученные знания могут быть

использованы в дальнейшем для проектирования перспективных элементов цифровой сверхпроводящей электроники, включающих пи-контакты с ферромагнитным барьером [2,3,7].

3 Методика

3.1 Изготовление образцов

Мы исследовали многослойные джозефсоновские структуры, изготовленные по модифицированному процессу, включающему следующие этапы.

- 1) Формирование заготовки джозефсоновского контакта.
- 2) Формирование мезы.
- 3) Формирование нижнего сверхпроводящего электрода (экрана)
- 4) Формирование слоя изоляции.
- 5) Дополнительные этапы.
- 6) Формирование сверхпроводящего замыкания.

Все этапы, кроме пятого, являются стандартными при изготовлении одиночных джозефсоновских контактов. Пятый этап предназначен, в первую очередь, для формирования дополнительных слоев, обеспечивающих индуктивную связь между сверхпроводящими интерферометрами. Рассмотрим указанные этапы более подробно.

В многослойных контактах джозефсоновский ток в области слабой связи протекает перпендикулярно плоскости контакта. Поэтому для создания заготовки КД на подложку из оксидированного кремния размером 10x10 мм производится последовательное осаждение слоя сверхпроводника, затем джозефсоновского барьера, а затем верхнего слоя сверхпроводника. В качестве нижнего электрода обычно мы используем ниобий толщиной 150 нм. Данная толщина достаточно велика, чтобы исключить замерзание в электроде вихрей Абрикосова даже при использовании ферромагнитного барьера. С другой стороны, край такого электрода может быть изолирован при помощи слоя диэлектрика разумной толщины (типично – 350 нм). Однако в данной работе толщина 150 нм была недостаточной, поскольку она составляет примерно удвоенную лондоновскую длину для ниобия. Особенностью данного технологического процесса было совмещение функций нижнего электрода КД и сверхпроводящего экрана. Обычно считается, что для полноценной экранировки необходимо, чтобы толщина экрана была не менее 4λ . Поэтому толщина нижнего электрода была увеличена до 300 нм. Это вызвало необходимость в использовании дополнительного слоя изоляции, который формировался на 4

этапе.

Поскольку целью данной работы является приобретение практического опыта проектирования многослойных джозефсоновских структур, мы не включали в состав образца КД с ферромагнитным или другим нетривиальным барьером. Все джозефсоновские контакты содержали барьер из оксидированного алюминия, который приводит к синусоидальному ток-фазовому соотношению [5]. Целью эксперимента было получение экспериментальной зависимости $\Phi(I)$, представленной на рис.(4). Создание КД с другим типом барьера возможно либо после 2 этапа (путем осаждения, например, бислоя ферромагнетика/сверхпроводник и формирования мезы ферромагнитных контактов), либо после создания изоляции всех магнитных КД в ходе 4 этапа.

Создание туннельного барьера обычно производится путем осаждения слоя алюминия толщиной около 10 нм методами ионно-плазменного или термического осаждения, после чего производится его окисление в атмосфере кислорода или аргоново-кислородной плазме. При этом отмечается проблема с получением низкой критической плотностью тока (менее 100 А/см). Причина состоит в высокой прочности оксида алюминия, который блокирует дальнейшее окисление при достижении толщины порядка 5 нм. Проведем оценки. В наших технологических условиях меза джозефсоновского контакта представляла собой квадрат с минимальным размером 10-12 мкм. При критической плотности 100 А/см² критический ток такого контакта составляет 100-150 мкА. Безгистерезисный режим 1-контактного СКВИДа достигается при индуктивности контура менее 2-3 пГн, для чего, согласно (см.п.2.1), требуется 3-5 квадратов сверхпроводящей линии над экраном. Это достижимое значение, хотя при этом сильно ограничиваются возможности по компоновке сверхпроводящей схемы.

Аналогичное рассмотрение можно провести для 2-контактного СКВИДа, используемого для регистрации магнитного потока в эксперименте по измерению ТФС. При индуктивности контура 2-контактного СКВИДа 15-20 пГн круговой ток 100-150 мкА способен полностью экранировать квант магнитного потока. Это приведет к подавлению модуляции критического тока интерферометра в зависимости от магнитного потока до ненаблюдаемых значений (см. п. 3.2). С этой точки зрения желательно уменьшить индуктивность в 10 раз, что приведет к уменьшению длины контура до 2-3 квадратов. Однако здесь мы вступаем в противоречие с необходимостью обеспечить возможно большую взаимную индуктивность с 1-контактным интерферометром в эксперименте по измерению ТФС. Поэтому подавление экранирующей способности контуров лучше проводить не за счет геометрических размеров, а за счет уменьшения критической плотности тока туннельных контактов.

В ходе данной работы были опробованы разные методы окисления слоя алюминия. Общеупотребительным является метод окисления с использованием УФ-лампы, которая ионизирует кислород и ускоряет процесс окисления. В наших условиях он показал даже избыточную эффективность: полученный барьер оказался полностью непрозрачным. Довольно эффективным оказалось осаждение дополнительного слоя алюминия на туннельный барьер перед осаждением верхнего сверхпроводящего слоя. Этот метод использовался в разделе (4.2,4.3). В разделе (4.4) при изготовлении образцов использовалось окисление алюминия во влажном воздухе. Этот метод также оказался излишне эффективным: критическая плотность тока обычно составляет несколько А/см² при гелиевой температуре.

Процесс создания заготовки КД завершается осаждением верхнего слоя ниобия толщиной 150 нм. Затем начинается процесс обработки (процессинга). При помощи фотолитографии и последующего плазмохимического травления производится формирование мез джозефсоновских контактов. Алюминий выступает стоп-слоем для плазмохимического травления и удаляется по окончании вакуумного цикла при помощи жидкостного травления в 5% КОН.

На следующем этапе при помощи фотолитографии и плазмохимического травления производится формирование нижнего сверхпроводящего электрода, выступающего также в качестве сверхпроводящего экрана.

На третьем этапе производится фотолитография окон в слое изоляции, термическое осаждение слоя изоляции SiO₂ (350 нм) и процедура «взрыва» фоторезистивной маски в ацетоне («взрывная фотолитография», lift-off). Этот этап позволяет изолировать края мез, открыв при этом «окна» в слое изоляции над сохранившимися «островками» верхнего сверхпроводящего электрода (мезы). Напомним, что при использовании нижнего электрода в качестве экрана выбранная толщина SiO₂ не достаточна для его изолирования.

Пятый этап служит для создания слоев, обеспечивающих индуктивную связь между сверхпроводящими контурами. В учебнике [1] показано, что магнитное поле пленки с током, расположенной над сверхпроводящим экраном локализовано в зазоре между пленкой и экраном. Заранее понятно (и дополнительно проиллюстрировано в разделе (4.2)), что индуктивная связь между контурами может образоваться только в том случае, если их линии частично накладываются друг на друга. Также возможен вариант «общей стороны», когда какой-то сверхпроводящий участок принадлежит сразу двум контурам. Этот вариант менее выгоден, поскольку предполагает прямую гальваническую связь между образцом и измерительным оборудованием, обеспечивающим регистрацию сигнала измерительной схемы. Поэтому на 5-м производилось осаждение дополнительного ниобиевого слоя (индуктивный слой), обеспечивающего связь между

контурами. Толщина этого слоя была достаточно мала (100 нм), чтобы не увеличивать сверх меры толщину структуры в целом. Также на 5-м этапе формировался слой диэлектрика SiO толщиной 350 нм для изоляции индуктивного слоя от сверхпроводящего замыкания и дополнительной изоляции края сверхпроводящего экрана. Замыкание сверхпроводящих контуров, а также подключение линий управляющих сигналов производилось на 6 этапе путем осаждения слоя ниобия толщиной 450 нм и взрывной фотолитографии (lift-off). Для обеспечения хорошего контакта с ранее осажденными сверхпроводящими слоями предварительно производилась процедура ионного травления, которая удаляла слои окислов и остатки органических загрязнений. Большая толщина данного слоя позволяла линиям, изготовленным на 6 этапе, пересекать края слоев диэлектрика и экрана без разрывов и образования паразитных джозефсоновских областей ослабленной сверхпроводимости.

Также на 5-м этапе происходило формирование нормальных резисторов для шунтирования туннельных джозефсоновских контактов. Необходимость этих элементов связана с природой сверхпроводящего упорядочения. Как известно [1], носителями сверхтока являются куперовские пары, обладающие некоторой энергией связи 2Δ . Из-за этого через туннельный джозефсоновский контакт не может протекать резистивный ток при напряжении меньшем $2\Delta/e$ [1], а вольт-амперная характеристика имеет сложный, гистерезисный характер. Шунтирование перехода малым сопротивлением позволяет реализовать модель резистивно-шунтированного КД, который имеет однозначную вольт-амперную характеристику, описываемую уравнением вида

$$V = R\sqrt{I^2 - I_c^2} \quad (23)$$

где R – величина шунтирующего сопротивления, I_c – критический ток контакта или структуры, I – ток источника, V – усредненное напряжение на образце. Шунтирующее напряжение должно быть выбрано достаточно малым чтобы подавить эффекты емкостного гистерезиса, возникающие при учете конечной емкости SIS-контакта [1]. Конечно, уменьшение сопротивления структуры при неизменном токе питания ведет к уменьшению напряжения в резистивном состоянии. Поэтому очень важным является уменьшение параметра индуктивности контура 2-контактного интерферометра для увеличения глубины модуляции полевой зависимости его критического тока.

3.2 Оборудование

Экспериментальная установка представляет собой интегрированную систему, состоящую из криостата He-4, соединенного с общей гелиевой сетью, и блока приборов, подключенных к ЭВМ через интерфейс GPIB (см. схему на Рис.9).

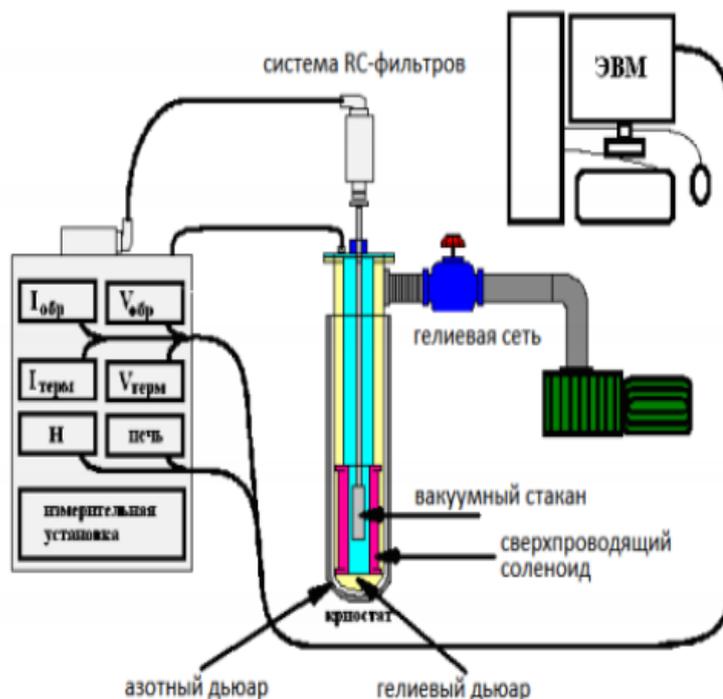


Рис. 9: Схема экспериментальной установки.

Программы для управления приборами написаны в среде программирования LabView. В данной работе измерялись:

- Вольт-амперные характеристики контактов при температуре 4.2 К.
- Зависимости критического тока через образец от магнитного поля.
- Вольт-поточковые характеристики СКВИДов.

Для экранирования внешних магнитных полей использовалась система экранов. В непосредственной близости от образца находился сверхпроводящий ниобиевый экран, который стабилизировал магнитное поле в рабочем объеме. Поверх него располагались еще две системы экранов: из специального криопермаллоя в гелиевой ванне и из пермаллоя марки 81НМА, окружающая весь криостат. Это позволяло получить в рабочем объеме «магнитный вакуум» $H \cdot 10^{-3}$ Гс.

Для проведения измерений образцы закреплялись на медном держателе с помощью латунных клипс, либо клея БФ. Держатель, в свою очередь, крепился латунными винтами к массивному хвостовику криогенной вставки, теплоизолированному от остальной части установки при помощи капронита.

Транспортные измерения проводились по четырехточечной схеме. Для подключения образцов к контактным площадкам на держателе, как правило, использовалась ультразвуковая микросварка при помощи тонких алюминиевых проводов. Ток в образец подавался от источника питания Keithley224 через систему RC-фильтров с сопротивлением около 300 Ом и полосой пропускания ниже 30 Гц. Ранее проведенные экспери-

менты подтвердили их высокую эффективность для фильтрации внешних шумов. Для измерения напряжения использовался вольтметр Keithley182, также подключаемый к образцу через систему фильтров. Ток в шину подавался от источников Keithley224.

Экспериментальная установка представляла собой автоматизированную систему, которая управлялась программами, написанными с помощью LabView. При измерении вольт-амперных характеристик программа с некоторым шагом изменяла транспортный ток в образец и для каждого значения транспортного тока измерялось напряжение на образце. Для измерения зависимости $I_c(H)$ программа с определенным шагом изменяла магнитное поле в соленоиде и для каждого значения магнитного поля производилась развертка тока в образец. Развертка производилась пока напряжение на нем не превышало заданного "напряжения отсечки". Это напряжение выбиралось таким образом, чтобы заведомо превышать уровень шумов, но избежать ложных срабатываний. Наибольшее значение транспортного тока при $V < V_{tr}$ принималось за критическое значение. Фактически, для каждого значения магнитного поля производилось измерение вольт-амперной характеристики с контролем напряжения.

Вольт-потоковая характеристика измеряется путем пропускания постоянного тока питания от внешнего источника и измерения напряжения в зависимости от внешнего магнитного поля. Для образцов с линейной (омической) ВАХ такая кривая называется магниторезистивной, поскольку магнитосопротивление вычисляется простым делением сопротивления на постоянный ток питания. Для джозефсоновских структур такие кривые лучше называть вольт-потоковыми в силу нелинейности ВАХ в RSJ-модели, а также цикличности изменения напряжения с периодом в квант магнитного потока. Рассмотрим симметричный 2-контактный интерферометр, через который протекает постоянный ток питания I , превосходящий максимальное значение $2I_c$. Согласно модели резистивно-шунтированного КД [1] усредненное напряжение на образце задается выражением

$$V = R\sqrt{(I^2 - [2I_c \cos(\frac{\pi\Phi}{\Phi_0})]^2)} \quad (24)$$

которое можно преобразовать к виду:

$$V/V_c = \sqrt{\{I/2I_c\} - \cos^2(\frac{\pi\Phi}{\Phi_0})}. \quad (25)$$

4 Результаты

4.1 Проектирование топологии экранированных 2-контактных интерферометров

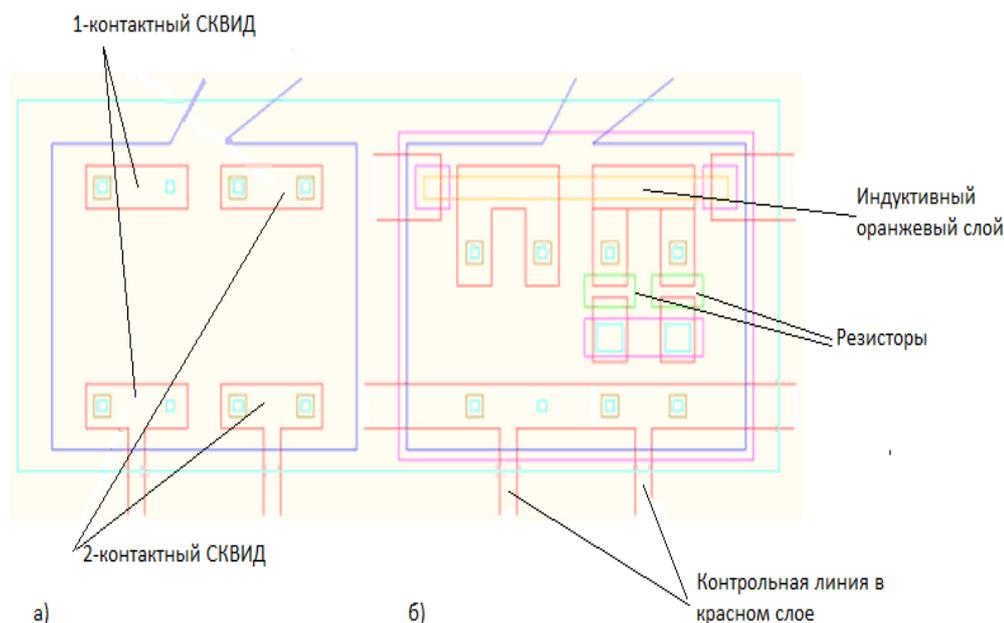


Рис. 10: 1-контактные и 2-контактные СКВИДы.

На рис.(10) представлены простейшие реализации экранированных 1-контактных и 2-контактных интерферометров.

- Синим цветом показан сверхпроводящий экран, совмещенный с нижним электродом.
- Темно-желтым – туннельный джозефсоновский контакт.
- Голубым – границы слоя изоляции.
- Красным – слой сверхпроводящего замыкания, обеспечивающий подключение к верхнему электроду КД через окно в слое изоляции, а также формирующий контуры сверхпроводящих интерферометров.

При использовании сверхпроводящего экрана 1-контактный и 2-контактный интерферометры представляют собой просто полоски сверхпроводника, замкнутые на сверхпроводящий экран либо через один, либо через 2 джозефсоновских контакта (рис.(10а)). Для пропускания электрического тока к интерферометрам необходимо подключить сигнальные линии (рис.(10б)), выполненные в самом толстом, красном слое, поскольку они должны пересекать край экрана и границы слоев изоляции. Ток питания протекает из сигнальной линии в сверхпроводящий экран через контакты Джозефсона или прямое замыкание (в случае 1-контактного СКВИДа). Из-за использования экрана образцы не

чувствительны к магнитному полю, перпендикулярному плоскости образца. Для создания магнитного потока через образец в красном слое формируется управляющая (или контрольная) линия (рис.(10б)). Пропуская ток по этой линии, мы создаем магнитное поле, параллельное плоскости экрана и локализованное между экраном и красным слоем. Это поле способно создать магнитный поток через контур интерферометра и управлять таким образом его свойствами (например, критическим током). Недостатком такой схемы являются прямая гальваническая связь между образцом и источником управляющего тока, нежелательная при более сложных экспериментах (например, измерениях ТФС). Для создания чисто индуктивной связи необходимо ввести специальный «индуктивный» слой (показан оранжевым на рис.(10б)), который частично проходит между красным слоем и экраном и способен создавать магнитный поток, значимый для сверхпроводящего интерферометра. Этот слой требует дополнительной изоляции от красного (показан малиновым). Толщину этого слоя не следует выбирать слишком большой (порядка 100 нм), чтобы не увеличивать общую толщину образца. Оранжевый слой желательно сделать сверхпроводящим (ниобий), чтобы не вызывать нежелательного нагрева в области интерферометра. Из-за уменьшенной толщины оранжевого слоя он не может пересекать границы экрана или первого слоя изоляции (350 нм, показан голубым). Поэтому подключение внешнего источника тока к этому слою производится через красную сигнальную линию через специальное окно в слое изоляции.

Как уже упоминалось выше, туннельные КД необходимо шунтировать нормальным сопротивлением для реализации модели резистивно-шунтированного КД [1] с целью получения однозначной вольт-амперной характеристики. В топологии, представленной на рис.(10) резистор подключается между красным слоем (замыкание, подключенное к верхнему сверхпроводящему электроду мезы) и экраном. Резистор представляет собой пленку $\text{Cu}_{0.7}\text{Al}_{0.3}$ толщиной 200 нм с сопротивлением 0.8 Ом на квадрат (показан зеленым на рис.(10б)), который формируется при помощи ионно-плазменного осаждения на фоторезистивную маску с последующей взрывной фотолитографией (lift-off). Выбранная толщина близка максимальной для успешного проведения взрывной фотолитографии, однако недостаточна для безразрывного пересечения границы слоя изоляции. Поэтому «зеленый» слой формируется уже после осаждения второго слоя изоляции, а для подключения к экрану используется элемент красного слоя, накрывающий также окна в обоих слоях изоляции.

4.2 Исследование 2-контактных интерферометров с разным значением индуктивности

Эксперименты данного раздела преследуют 2 цели:

- Во-первых, опробовать технологический процесс на более простых образцах и выбрать оптимальные методы выполнения производственных этапов.

- Во-вторых, проверить точность реализации спроектированных индуктивностей.

Для этого был разработан дизайн вспомогательного чипа, содержащий 12 экранированных 2-контактных СКВИДов разных модификаций. Устройство образцов (рис.(11)) несколько отличалось от показанного на рис.(10б). В частности, часть петли СКВИДа выполнялась в оранжевом слое, а управляющая линия выполнялась в красном. Заранее очевидно, и ниже было экспериментально проверено, что такой метод обеспечивает максимальную взаимную индуктивность контрольной линии к образцу. Действительно, в этом случае магнитное поле контрольной линии сосредоточено под красным слоем, а магнитный поток через интерферометр определяется величиной магнитного поля и отношением магнитных длин:

$$d_{кр} = 2\lambda_{Nb} + 2SiO \text{ и } d_{оранж} = \frac{1}{2}t_{оранж} + 1SiO + \lambda_{Nb}$$

как

$$\Phi_e = \Phi \frac{d_{оранж}}{d_{кр}}$$

Где Φ_e -поток в 2-контактный СКВИД от контрольной линии; $\Phi = LI_{cl}$ -поток индуцируемый контрольной линией. В нашем эксперименте $\lambda_{Nb} = 75$ нм, $SiO = 330$ нм, $t_{оранж} = 100$ нм, что давало для коэффициента передачи $\frac{\Phi_e}{\Phi} = 0,6$

В предыдущем случае (см. рис.(10)) магнитное поле оранжевой линии локализовано между оранжевым и красным слоями, каждый из которых является сверхпроводящим экраном. Магнитное поле оранжевой линии имеет разный знак сверху и снизу от нее, поэтому суммарный магнитный поток должен быть равен нулю. В действительности такая геометрия также может обеспечивать некоторую взаимную индуктивность за счет разной толщины слоев изоляции и геометрических размеров красного и синего экранов. Однако она гораздо меньше случая рис.(11).

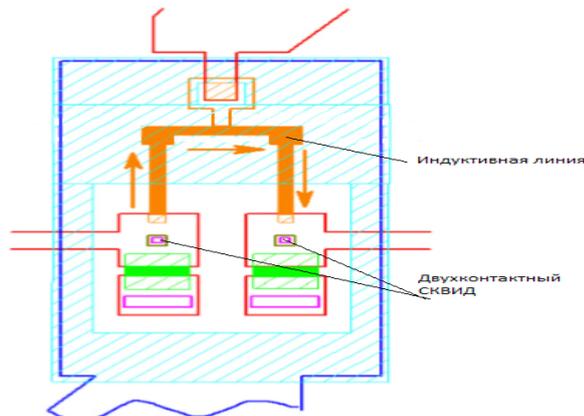


Рис. 11: Схематическая топология и микрофотография образца экранированного двухконтактного СКВИДа.

Последняя модификация была наиболее близкой к спроектированному образцу для измерения ток-фазового соотношения: петля СКВИДа, определяющая его индуктивность, формировалась в оранжевом слое (см. определения выше). Петля содержала 2 переменных участка шириной 10 мкм, длина которых отличалась от образца к образцу. Каждый чип этой модификации содержал по 4 интерферометра данного типа с длиной переменного участка 30, 60, 90, 120 мкм (6, 12, 18, 24 квадрата на петлю). Модификация номер 2 предназначена для оценки индуктивности квадрата красной линии (замыкания). Здесь участки переменной длины выполнены в красном слое и содержат 1, 3, 5 и 7 квадратов. Целью исследования данного набора образцов является измерение зависимости индуктивности петли от длины индуктивного участка. Это позволяет определить индуктивность квадрата линии оранжевого слоя. На рис.(12) приведены типичные характеристики образцов. Вольт-амперные характеристики хорошо описываются формулой резистивно-шунтированной модели КД:

$$V = R\sqrt{(I^2 - I_c^2)} = I_c R \sqrt{(1 - (I/I_c)^2)}, V_c = I_c R$$

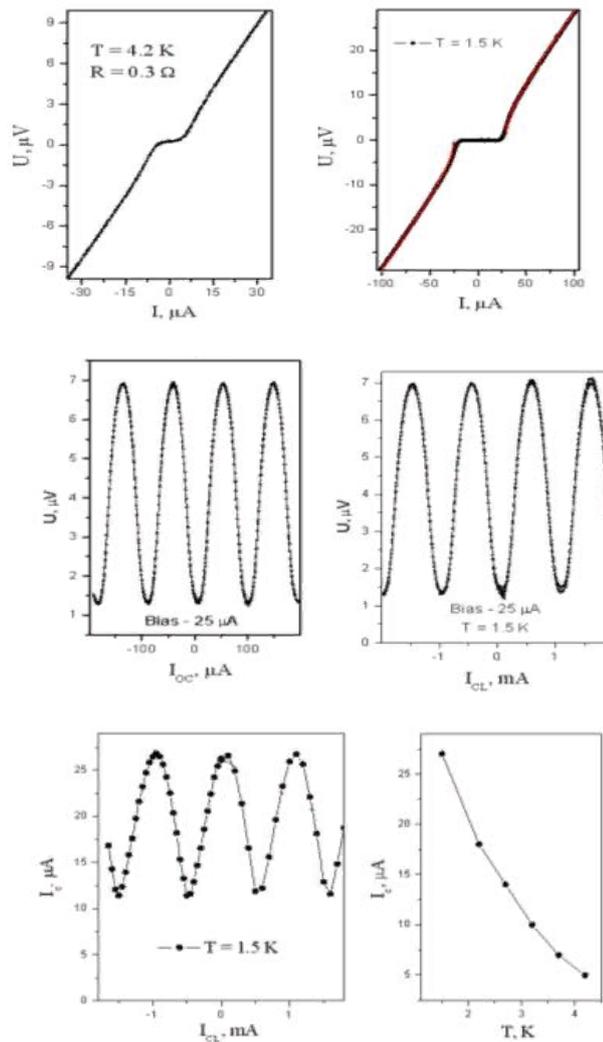


Рис. 12: Примеры экспериментальных кривых (см. обсуждение в тексте).

На рис.(12) показаны вольт-потокосые характеристики, полученные при задании

сигнала по схеме прямого подключения (I_{oc} , обратная связь) и через контрольную линию. (Схема прямого подключения может далее называться «схемой обратной связи», поскольку таким образом удобно организовать обратную связь при использовании интерферометра в схеме СКВИД-вольтметра). Для данного образца сопротивление шунтов составляет 0.6 Ом, чувствительность – 94 мкА/квант, индуктивность контура составляет 22.3 пГн при оценке через чувствительность в схеме прямого подключения и 26.5 пГн на основе анализа глубины модуляции полевой зависимости критического тока (задание потока при помощи контрольной линии). Период вольт-потокковой характеристики для подключения через контрольную линию составляет 1,02 мА/квант, что в 11 раз больше периода для случая обратной связи. Причиной является существенно меньшая длина области взаимной индуктивности СКВИДа и контрольной линии. Аналогичные измерения были проведены для двух серий образцов с разной длиной переменной части, выполненной либо в оранжевом, либо в красном слое. Для каждого образца была вычислена индуктивность контура как отношение кванта потока к периоду вольт-потокковой характеристики в схеме обратной связи.

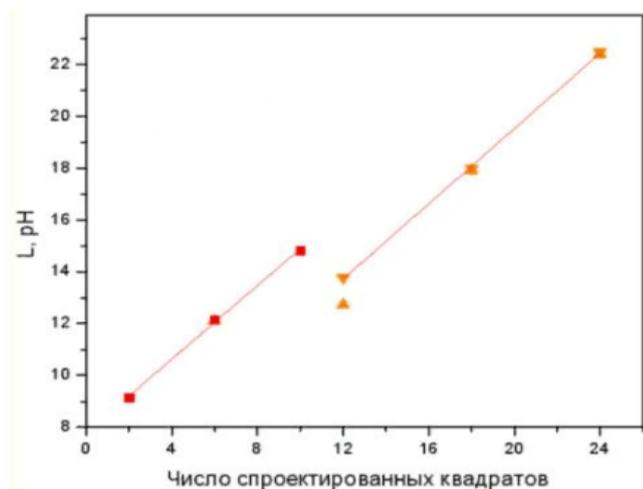


Рис. 13: Зависимость индуктивности экранированных 2-контактных СКВИДов от длины переменных участков. В красном и оранжевом слоях.

На рис.(13) приведена зависимость индуктивности образца от количества квадратов в переменной части. Наклон кривых составляет 0.72 пГн на спроектированный квадрат как для оранжевой, так и для красной линий. На практике, необходимо учитывать уменьшение ширины линии из-за дифракционных эффектов при фотолитографии, которое увеличивает количество квадратов при неизменной длине. Более точное значение индуктивности составляет 0.65 пГн на квадрат. Сравним с оценкой по формулам, приведенным в (п.1). Магнитная длина для оранжевой линии (505 нм) складывается из лондоновской длины для экрана (75 нм), диэлектрического зазора (330 нм после фактического ионного травления малой интенсивности) и толщины индукционного слоя (100 нм). В этом случае индуктивность квадрата линии ожидается $L = \mu_0 d_m = 0.63$ пГн, что хорошо совпадает с экспериментальным значением. При увеличении толщины

линии СКВИДа (то есть при замене индукционного слоя на замыкание, оранжевого на красный) индуктивность квадрата линии уменьшается до 0.55 пГн. В данном случае магнитная длина (480 нм) складывается из двух лондоновских длин для экрана и красного слоя (150 нм) и толщины зазора (330 нм). Оценочное значение индуктивности чуть больше – 0.6 пГн на квадрат. Худшее совпадение может быть связано со сложностями определения ширины линии из-за подъемов краев слоя замыкания после взрывной фотолитографии.

4.3 Ток-фазовый эксперимент

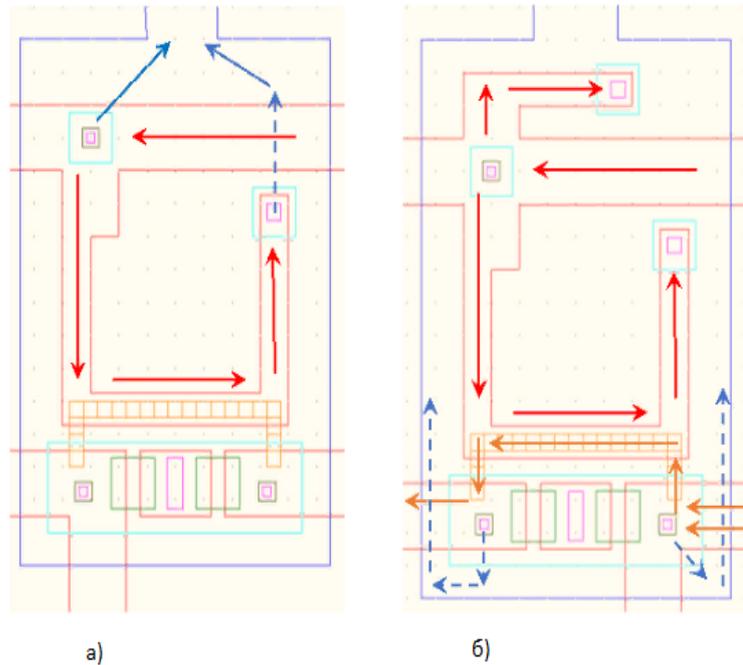


Рис. 14: Топология образца для измерения ток-фазового соотношения.

На рис.(14) показаны 2 варианта дизайна образцов для измерения ток-фазового соотношения КД. Тестируемый КД находится в верхней части рисунков (см. изображение мезы в виде темно желтого квадрата). К образцу могут быть подключены 3 источника тока. Первый включен между верхней красной сигнальной линией и синим сверхпроводящим экраном. Этот источник задает ток для ток-фазового эксперимента (см. красные и синие стрелки на рис. 14а). Два других используются для управления измерительным СКВИДом (см. оранжевые и синие стрелки на рис.14б). Второй источник тока включен между нижней красной сигнальной линией и синим сверхпроводящим экраном. Это есть ток питания измерительного СКВИДа, который разделяется на 2 части. Одна часть сразу уходит через правый нижний КД в сверхпроводящий экран, создавая разность фаз φ_a . Вторая протекает по оранжевой индуктивной линии и через правый нижний КД попадает в экран, создавая разность фаз φ_b . Протекание тока по оранжевой линии создает магнитный поток через 2-контактный СКВИД и сдви-

гает вольт-потокową характеристику. Третий источник подключен между левым и правым нижними терминалами, и используется для создания магнитного потока через 2-контактный СКВИД. Он может использоваться для измерения вольт-потокowej характеристики 2-контактного СКВИДа, сдвига его рабочей точки или задания сигнала обратной связи.

Ток источника втекает справа налево по красной контрольной линии (см. красную стрелку в верхней части рисунка 14) и выводится через сверхпроводящий экран (см. синие стрелки, направленные вверх рис.14). Как указывалось в п. 2.2, существуют 2 пути протекания тока источника из красной сигнальной линии в экран: через исследуемый джозефсоновский контакт с созданием разности фаз φ , а также через сверхпроводящую петлю (см. красную стрелку направленную вниз рис.14) и непосредственной замыкание на сверхпроводящий экран через синее и малиновое окна в слоях изоляции. Как видно из рис.14а красная петля имеет довольно большой размер, а ее индуктивность составляет около 10 пГн. Здесь учтено, что оценочная индуктивность линии составляет около 0,63 пГн на квадрат при длине линии 15 квадратов и магнитной длине 810 нм (учтена двойная толщина слоя изоляции). Такая петля позволяет измерять ток фазовое соотношение вплоть до критического тока КД 30 мкА. Для образцов с большим критическим током может быть использован вариант с двумя петлями (см. рис.14б и раздел 2.2). Малая петля имеет индуктивность 3 пГн при длине 5 квадратов и позволяет измерять ТФС при критическом токе вплоть до 1.2 мА. Минимальная длина малой петли составляет около 0.5 квадрата, чему соответствует минимальная индуктивность 0,3 пГн и максимальный критический ток 1 мА. Ограничением на индуктивность снизу связано с величиной тока питания, необходимого для задания одного кванта потока через 1-контактный СКВИД. Для минимального варианта эта величина составляет 6 мА/квант, для варианта на рис 14а - 20 мкА/квант.

В ходе выполнения работы были реализованы образцы обоих типов, представленных на рис.14

Экспериментальное исследование состояло в измерении вольт-потокowej характеристик 2-контактного СКВИДа при задании управляющего сигнала от 1-го и 3-го источника (см. описание выше). В обоих случаях был получен периодически модулированный сигнал, свидетельствующий об изменении потока через измерительный интерферометр. Однако данный эксперимент следует признать неудачным, поскольку период зависимости напряжения на 2-контактном СКВИДе от тока источника был одинаковым при использовании как 1-го, так и 3-го источников. Это может быть только в случае отсутствия тока через КД и наличия гальванического контакта между большой петлей 1-контактного СКВИДа и индуктивной линией 2-контактного СКВИДа. К сожалению, детальная диагностика неисправности в нашей ситуации была невозможной из-за особенностей разработанной топологии.

Эксперимент, представленный в разделе 4.2, показал, что паразитный сверхпроводящий контакт (закоротка) между красным и оранжевым слоями вполне вероятен. Это сильно зависит от процедуры формирования индуктивного слоя. Если оранжевый слой формируется при помощи взрывной фотолитографии, то края пленки могут подниматься вверх, формируя «уши» высотой вплоть до высоты фоторезиста (около 1 мкм). Понятно, что такие образования не могут быть изолированы при помощи относительно тонкого слоя диэлектрика (350 нм). Вероятность такого процесса определяется краем фоторезистивной маски. При использовании прямой фотолитографии край маски будет покатым (overcut) и вероятность возникновения «ушей» велика. Гораздо лучшие результаты дает использование негативной литографии, обеспечивающей нависающий край ф/р маски (undercut). Теоретически, самые лучшие результаты должно давать изготовление индуктивного слоя методом плазмохимического травления, исключающего образование «ушей». Однако, на предварительном этапе (раздел 4.2) этот метод давал наихудшие результаты. Для устранения выявленных проблем были запланированы дополнительные эксперименты, которые не удалось осуществить из-за ограничений, связанных с распространением коронавирусной инфекции.

5 Заключение

Таким образом в работе получены следующие результаты:

- Рассмотрена возможность модификации методики измерения ток-фазового соотношения джозефсоновских контактов при помощи 1-контактного интерферометра с целью увеличения допустимого критического тока исследуемых образцов.
- Предложен технологический процесс и разработана топология интерферометров, предполагающая использование сверхпроводящего экрана для уменьшения их индуктивности.
- Проведено экспериментальное исследование экранированных двухконтактных интерферометров, а также прототипа образца для измерения ток-фазового соотношения.

Список литературы

- [1] Шмидт В. В. Введение в физику сверхпроводников М.: МЦНМО (2000).
- [2] Больгинов В.В., «Исследование π -контактов сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник и фазово-чувствительных структур на их основе», Черногловка (2006).
- [3] A.Buzdin, A.E.Koshelev, «Periodic alternating 0-and π -junction structures as realization of φ -Josephson junctions», PHYSICAL REVIEW B 67, 220504(R) (2003)
- [4] Bakurskiy S.V., Klenov N.V., Soloviev I.I., Bol'ginov V.V., Ryazanov V.V., Vernik I.V., Mukhanov O.A., Kupriyanov M.Yu., Golubov A.A., «Theoretical Model of Superconducting Spintronic SISFS Devices», Appl. Phys. Lett., 102:19 (2013)
- [5] Бароне А., Патерно Дж. Эффект Джозефсона : Физика и применения (1984)
- [6] V.V.Bolginov, A.N.Rossolenko, A.B.Shkarin, V.A.Oboznov, V.V.Ryazanov, «Fabrication of Optimized Superconducting Phase Inverters Based on Superconductor– Ferromagnet–Superconductor π -Junctions», Springer Science+Business Media, LLC, part of Springer Nature 2017
- [7] M.I.Khabipov, D.V.Balashov, F.Maibaum, A.B.Zorin, V.A.Oboznov, V.V.Bolginov, A.N.Rossolenko and V.V.Ryazanov, «A single flux quantum circuit with a ferromagnet-based Josephson π -junction», Supercond. Sci. Technol. 23 (2010) 045032
- [8] A.V.Shcherbakova, K.G.Fedorov, K.V.Shulga, V.V.Ryazanov, V.V.Bolginov, D.Beckmann and A.V.Ustinov, «Fabrication and measurements of hybrid Nb/Al Josephson junctions and flux qubits with π -shifters»
- [9] M.J.A.Stoutimore, A.N.Rossolenko, V.V.Bolginov, V.A.Oboznov, A.Y.Rusanov, D.S.Baranov, N.Pugach, S.M.Frolov, V.V.Ryazanov and D.J.Van Harlingen, «Second-Harmonic Current-Phase Relation in Josephson Junctions with Ferromagnetic Barriers», Physical review letters 121, 177702 (2018).
- [10] Л.В.Гинзбурга, И.Е.Батова, В.В.Больгинов, С.В.Егоров, В.И.Чичков, А.Е.Щеголев, Н.В.Кленова, И.И.Соловьева, С.В.Бакурский, М.Ю.Куприянова, «Определение ток-фазового соотношения джозефсоновских контактов с помощью несимметричного двух-контактного СКВИДа», Письма в ЖЭТФ, том 107, вып.1, с.54 – 61, 2018 г. 10 января.
- [11] J.R.Waldram and J.M.Lumley, Rev. Phys. Appl. 10,7 (1975).

[12] Igor I. Soloviev, Andrey E. Schegolev, Nikolay V. Klenov, Sergey V. Bakurskiy, Mikhail Yu. Kupriyanov, Maxim V. Tereshonok, Anton V. Shadrin, Vasily S. Stolyarov, and Alexander A. Golubov, «Adiabatic superconducting artificial neural network: Basic cells», J.Appl.Phys. 124, 152113 (2018)