

**Московский ордена Трудового Красного Знамени
Физико-Технический институт
Факультет Физической и Квантовой Электроники
Кафедра физики и технологии нанoeлектроники**

**ПРИГОТОВЛЕНИЕ МЕЗОСКОПИЧЕСКИХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ
СТРУКТУР ВКЛЮЧАЮЩИХ ДЖОЗЕФСОНОВСКИЙ ПЕРЕХОД
КАК ДАТЧИК ТОКОВЫХ СОСТОЯНИЙ**

**Выпускная
квалификационная
работа на степень
бакалавра студента
354 группы Дындалёва
Алексея**

**Научный руководитель доктор физико-математических наук
Жиляев И. Н.**

Работа выполнена в ИПТМ РАН

Черноголовка 2007 год.

Введение.....	3
Обзор литературы	
Квантовые вычисления.....	6
Джозефсоновский переход.....	9
Джозефсоновский переход как датчик токовых состояний.....	18
Приготовление структур	
Материалы.....	25
Фотолитография.....	26
Электронно-лучевая литография.....	28
Полученные структуры.....	29
Заключение.....	31
Литература.....	32

Введение.

Все современные компьютеры основаны на полупроводниковой электронике. Хотя обычные, по сегодняшним меркам, процессоры включают в себя сотни миллионов транзисторов (а в обозримые два- три года это число дойдет и до миллиарда) принцип их работы не изменился за прошедшие пятьдесят лет. Со времени создания первого транзистора в 1959 году производительность компьютеров выросла в миллионы раз. В 1964 году (через шесть лет после изобретения интегральной схемы), в процессе подготовки выступления, Гордон Мур (один из основателей Intel) высказал предположение, что число транзисторов на кристалле будет удваиваться каждые два года. Представив в виде графика рост производительности запоминающих микросхем, он обнаружил закономерность: новые модели микросхем разрабатывались спустя более или менее одинаковые периоды — 18—24 месяца — после появления их предшественников, а ёмкость их при этом возрастала каждый раз примерно вдвое. Если такая тенденция продолжится, заключил Мур, то мощность вычислительных устройств экспоненциально возрастёт на протяжении относительно короткого промежутка времени. Это наблюдение получило название первого закона Мура. Оно является наиболее известным и, поскольку по сегодняшний день этот закон не нарушается, то у оптимистов есть все основания предполагать, что и в ближайшие 10 лет положение не изменится. Примечательно следствие из закона Мура: вследствие устаревания компьютеров цена на новый компьютер, которому исполнилось два года, также падает в два раза.

Однако существует также и второй закон Мура (менее известный), который гласит, что стоимость фабрик по производству микросхем экспоненциально возрастает с усложнением кристаллов. Так, стоимость фабрики, на которой корпорация Intel производила микросхемы

динамической памяти ёмкостью 1 Кбит, составляла \$4 млн., а оборудование по производству микропроцессора Pentium по 0,6-микронной технологии с 5,5 млн. транзисторов обошлось в \$2 млрд. Стоимость же завода по производству микросхем по 0,1-микронной технологии оценивается в \$10 млрд., и это обстоятельство может повлиять на воплощение первого закона Мура в жизнь.

Кроме экономического фактора замедления развития классической полупроводниковой электроники есть также и физические причины. Размер затвора современного транзистора 65 нм (Core 2 Duo, Core Quad). К 2010 году IBM планирует производить свои процессоры по 45 нм технологии. Темпы экспансии новых техпроцессов всё замедляются и замедляются. Дальнейшее уменьшение размеров транзистора способно породить ряд физических условий, которые будут препятствовать процессу миниатюризации. В частности, может оказаться чрезвычайно сложным, если вообще возможным, соединение друг с другом мельчайших элементов. Приближение областей проводимости друг к другу на расстояние порядка 100 ангстрем может породить квантовые эффекты, которые поставят под угрозу нормальную работу транзисторов. В лабораториях предел уже достигнут, и ученые исследуют возможные последствия, однако для коммерческого производства в ближайшее десятилетие эта проблема еще не будет актуальна.

Миниатюризация полевого транзистора неизбежно сопровождается усилением электрических полей, что может по-разному влиять на перемещения электронов. В частности, электроны, проходящие через такое сильное электрическое поле, могут приобрести очень большую энергию, и в конечном итоге возникнет лавинообразный электрический ток, способный разрушить схему. Современные процессоры в погоне за все более высокой скоростью обработки уже приближаются к черте, за которой вполне возможно подобное усиление электрических полей. Инженеры прибегают к различным ухищрениям, для того чтобы избежать нежелательных

последствий. Разработаны полевые транзисторы, в которых поле может перемещаться в место, где оно не оказывает разрушительного влияния на другие электронные функции. Однако подобные трюки неизбежно требуют компромисса в отношении других характеристик устройства, усложняя разработку и производство или снижая надежность и жизненный цикл транзистора и схемы в целом. Чем меньше размер транзисторов, тем выше плотность их размещения на процессоре, при этом увеличивается расход тепловой энергии. Сейчас каждый квадратный сантиметр схемы выделяет 100 ватт тепловой энергии - излучение, которое характерно для материала, нагретого до температуры порядка 1200 градусов по Цельсию. Естественно, такие температуры недопустимы в производстве микропроцессоров, поэтому используются различные системы охлаждения для удаления лишнего тепла по мере его возникновения. Стоимость применения этих достаточно мощных систем возрастает с увеличением интенсивности выделяемой тепловой энергии. И тут нам на помощь приходит квантовый компьютер.

Современные компьютеры удовлетворяют бытовым потребностям человека, но есть большое количество задач, где их мощности не достаточно. К таким задачам относятся, например, ускорение решения NP- полной проблемы, то есть решения таких задач, для которых очень трудно найти это решение, но очень просто его потом проверить. Процесс моделирования мира в макроскопических масштабах представляется слишком сложным для классических компьютеров. Р. Фейнман первым заметил, что квантовое моделирование окружающего мира требует нереально больших вычислительных ресурсов, квантовые же компьютеры могут справиться с этой задачей[1].

Для классических компьютеров важной является проблема уменьшения рассеиваемой энергии в процессе вычислительных операций. Мысль о возможности «логически обратимых» операций, не сопровождающихся рассеянием энергии, впервые высказал Ландауер в 1961

году [2]. Для современных компьютеров узким местом является рассеиваемая энергия. Например, процессоры Pentium 4 Prescott потребляют примерно 110 Вт, которые рассеиваются на площади немного больше квадратного сантиметра. Квантовый компьютер почти не рассеивает тепла. И, так как законы квантовой физики являются линейными и обратимыми, то и соответствующие квантовые логические устройства, производящие операции с чистыми квантовыми состояниями отдельных элементов квантового компьютера, оказываются также логически и термодинамически обратимыми. Вследствие этого в квантовом компьютере энергия расходуется только при вводе и выводе информации, сам же процесс вычислений происходит бездиссипативно.

Квантовые вычисления.

Идея квантовых вычислений, впервые высказанная Ю. И. Маниным и Р. Фейнманом, состоит в том, что квантовая система из L двухуровневых квантовых элементов (кубитов) имеет 2^L линейно независимых состояний, а значит, вследствие принципа квантовой суперпозиции, 2^L -мерное гильбертово пространство состояний. Операция в квантовых вычислениях соответствует повороту в этом пространстве. Таким образом, квантовое вычислительное устройство размером L кубит может выполнять параллельно 2^L операций. Уже для $L = 100$ это число очень велико - порядка 10^{30} . То есть эффективное моделирование квантовых систем, содержащих до сотни двухуровневых элементов, практически недоступно классическим компьютерам, но может эффективно осуществляться на основе соответствующих квантовых логических операций[1].

К квантовому компьютеру предъявляются четыре требования, которые должны быть выполнены для нормального функционирования устройства:

- 1) Возможность воздействия на каждый кубит в отдельности
- 2) Возможность процесса инициализации
- 3) Необходимо обеспечить помехоустойчивость и максимальное подавление эффектов декогерентизации
- 4) Необходимо обеспечить измерение состояния кубитов

Обращение к сверхпроводниковым элементам с целью использования их в качестве кубитов связано с надеждой на то, что в этом случае удастся исключить использование таких сложных и громоздких вспомогательных устройств, как лазеры, СВЧ – генераторы, мощные магниты. Поэтому перспективным кажется создание квантового компьютера на основе сверхпроводящих структур. Малая величина сверхпроводящих кубитов вкуче с развитой базой для считывания состояний делают квантовый компьютер на основе сверхпроводящих кубитов наиболее привлекательным.

Квантовая механика сверхпроводников описывается двумя независимыми величинами – фазой макроскопической волновой функции и числом куперовских пар, которые не могут контролироваться одновременно. Отсюда следует два режима управления кубитом на основе сверхпроводника: *фазовый* или *зарядовый*[3].

Как было сказано выше для функционирования кубитов в составе квантового компьютера необходимым, но не достаточным, является возможность получения информации о состоянии кубита. Причем сам процесс получения данных из кубита не должен изменять состояние оногo. Мы надеемся, что макроскопичность сверхпроводящих мезоскопических структур позволит избежать изменения состояния. Представим себе мезоскопический сверхпроводник расстояние между уровнями энергии у которого значительно больше теплового шума, который, в свою очередь, порядка кТ. У данного массивного сверхпроводника, в силу того, что разница между соседними уровнями энергии пропорциональна размеру структуры,

есть большой «запас прочности», то есть для того, что бы перевести его в состояние с другой энергией нужно приложить большую энергию. Поэтому, если мы проведём измерение, воздействуя на этот сверхпроводник энергией существенно меньшей, чем разность между уровнями его энергии, его состояние не должно измениться. Это возможно только благодаря тому, что сверхпроводник проявляет квантовые свойства в макроскопическом масштабе. Разность уровней энергии квантовой системы обратно пропорциональна квадрату характерного линейного размера системы. В силу этого наблюдается парадокс – наиболее устойчивой квантовой системой является система с наименьшими размерами, а наиболее удобной для измерения и наблюдения является большая система. Мезоскопические сверхпроводящие структуры удовлетворяют этим требованиям одновременно. Одной из проблем измерения состояния сверхпроводящего кубита является проблема маленького сигнала при низких температурах, при которых могут функционировать такие кубиты. В работе [4] было показано, что при использовании джозефсоновского перехода как датчика токовых состояний мезоскопической сверхпроводящей структуры сигнал находится на уровне милливольт, что позволяет обойтись без усилителей, которые должны работать при гелиевых температурах. Джозефсоновский переход позволяет измерить токовое состояние сверхпроводящего кубита без сильного воздействия на него. Мезоскопические сверхпроводящие структуры удобны, прежде всего, тем, что их квантовые свойства проявляются даже в макроскопическом масштабе. Проявление квантовых свойств в сверхпроводниковых устройствах макроскопических размеров делает их привлекательными и с точки зрения создания масштабируемых квантовых схем: режим когерентной квантовой динамики в них может быть достигнут уже на макроскопических элементах микро метровых масштабов.

Джозефсоновский переход

Явление сверхпроводимости было открыто в 1911 году, однако сверхпроводниковая электроника зародилась только в 1960-е годы после открытия эффекта Джозефсона. Этот эффект был теоретически предсказан в 1962 году, а затем в 1964 году подтвержден экспериментально в работе советских физиков Янсона, Свистунова и Дмитренко, которые впервые наблюдали так называемую джозефсоновскую генерацию. В 1973 году Брайану Джозефсону была присуждена Нобелевская премия за предсказание этого эффекта[4].

Физические объекты, в которых имеет место эффект Джозефсона, сейчас принято называть джозефсоновскими переходами, или джозефсоновскими контактами, или джозефсоновскими элементами[5]. Для того чтобы представить себе ту роль, которую играют джозефсоновские элементы в сверхпроводниковой электронике, можно провести параллель между ними и полупроводниковыми р-п-переходами (диоды, транзисторы) – элементной базой обычной полупроводниковой электроники.

Джозефсоновские переходы представляют собой некоторую слабую электрическую связь между двумя сверхпроводниками. Фактически эту связь можно осуществить несколькими способами. Наиболее часто используемые на практике типы слабой связи – это:

- 1) Туннельные переходы, в которых связь между двумя пленочными сверхпроводниками осуществляется через очень тонкий (десятки ангстрем) слой изолятора между ними;
- 2) Сандвичи – два пленочных сверхпроводника, взаимодействующие через тонкий (сотни ангстрем) слой нормального металла между ними.

3) Структуры типа мостик, представляющие собой узкую сверхпроводящую перемычку (мостик) ограниченной длины между двумя массивными сверхпроводящими электродами.

Носителями сверхтока в сверхпроводниках при $T=0$ К являются все электроны проводимости $n(0)$ (концентрация электронов). При повышении температуры появляются элементарные возбуждения (нормальные электроны), так что концентрация сверхпроводящих электронов при температуре T

$$n_s(T) = n(0) - n_n(T);$$

Где $n_n(T)$ – концентрация нормальных электронов при температуре T . В теории Бардина, Купера и Шриффера (БКШ) при T стремящейся к критической температуре

$$n_s(T) \approx \Delta^2(T);$$

Где $2\Delta(T)$ – ширина энергетической щели в спектре сверхпроводника. Все сверхпроводящие электроны образуют связанные парные состояния, получившие название куперовских пар электронов. Куперовская пара объединяет два электрона с противоположными спинами и импульсами и, следовательно, имеет нулевой суммарный спин. В отличие от нормальных электронов, имеющих спин 0.5 и поэтому подчиняющихся статистике Ферми-Дирака, куперовские пары подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна и конденсируются на одном, нижнем энергетическом уровне. Характерной особенностью куперовских пар является их относительно большой размер (порядка 1 мкм), намного превышающий среднее расстояние между парами (порядка межатомных расстояний). Такое сильное пространственное перекрытие пар означает, что вся совокупность (конденсат) куперовских пар является когерентной, то есть описывается в квантовой механике единой волновой функцией. В случае же нормальных электронов, являющихся

ферми-частицами, согласно принципу Паули, энергии электронов никогда не равны друг другу точно.

Наличие слабой электрической связи между сверхпроводящими электродами обусловлено слабым перекрытием волновых функций куперовских пар электродов, в результате чего такой контакт также является сверхпроводящим, однако значение плотности его критического тока намного (на несколько порядков) меньше плотности критического тока электродов $= 10^8 \text{ А/см}^2$. Для туннельных структур и структур типа сандвич плотность критического тока джозефсоновских переходов обычно лежит в диапазоне от 10^1 до 10^4 А/см^2 , а их площадь в рамках современной технологии может быть сделана от нескольких сот до единиц квадратных микрон. Поэтому критический ток таких джозефсоновских элементов может быть от нескольких миллиампер до нескольких микроампер.

В целом можно отметить три следствия проявления квантовой когерентности бозе-конденсата куперовских пар в макроскопическом масштабе:

- 1) Сам факт наличия сверхтока в сверхпроводниках
- 2) Эффект Джозефсона в слабых связях сверхпроводников
- 3) Эффект квантования магнитного потока.

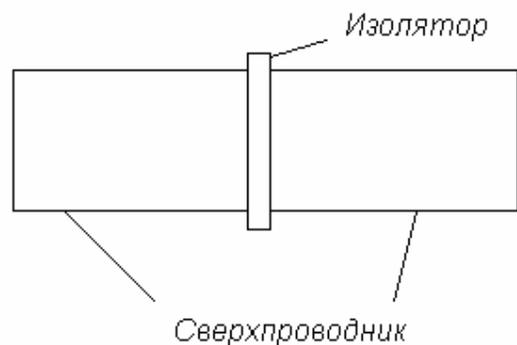


Рисунок 1

Два сверхпроводника, разделенные тонким изолятором

Пусть амплитуда вероятности того, что электрон находится на одной стороне ψ_1 (рис.1), а того, что на другой – ψ_2 . В сверхпроводящем состоянии волновая функция ψ_1 – это общая волновая функция всех электронов с одной стороны, а ψ_2 – с другой стороны. Пусть отсутствует магнитное поле тогда:

$$i\hbar\partial\psi_1/\partial t = U_1\psi_1 + K\psi_2;$$

$$i\hbar\partial\psi_2/\partial t = U_2\psi_2 + K\psi_1;$$

Постоянная K характеризует данный переход[4]. Если бы K была равна нулю, то эта пара уравнений попросту описывала бы наименьшее энергетическое состояние каждого сверхпроводника. Но обе стороны связаны с амплитудой K , выражающей возможность утечки из одной стороны в другую. Если обе стороны одинаковы, то U_1 будет равно U_2 . Предположим, что мы подсоединили две сверхпроводящие области к двум полюсам батарейки, так что к переходу оказалась приложенной разность потенциалов V . Тогда $U_1 - U_2 = qV$. Для удобства можно выбрать нуль энергии посередине между U_1 и U_2 , и тогда уравнения обратятся в

$$i\hbar\partial\psi_1/\partial t = (qV/2)\psi_1 + K\psi_2;$$

$$i\hbar\partial\psi_2/\partial t = -(qV/2)\psi_2 + K\psi_1;$$

Это стандартные уравнения двух связанных квантовомеханических состояний.

Вводя обозначения $\psi_{1,2} = \sqrt{\rho_{1,2}} \exp(i\theta_{1,2})$, $\varphi = \theta_2 - \theta_1$, получаем

$$\partial\rho_1/\partial t = -\partial\rho_2/\partial t = (2/\hbar)K\sqrt{(\rho_1\rho_2)}\sin\varphi,$$

$$\partial\theta_{1,2}/\partial t = (K/\hbar)\sqrt{(\rho_1/\rho_2)}\cos\varphi \pm (qV)/(2\hbar);$$

$$J = J_{\max}\sin\varphi; \quad J_{\max} = (2K/\hbar)\sqrt{(\rho_1\rho_2)}; \quad \varphi = \varphi_0 + (q/\hbar)\int V(t)dt;$$

Величина постоянного сверхтока через джозефсоновский переход является периодической функцией разности фаз волновых функций φ , называемой джозефсоновской фазой. В некоторых важных случаях эта функция представляет собой синус.

При отсутствии тока через джозефсоновский элемент $\varphi = 0$ (с точностью до периода), а при протекании максимального сверхтока, равного I_c , джозефсоновская фаза $\varphi = \pi/2$. При протекании постоянного тока $I < I_c$ напряжение на контакте равно нулю. Это явление носит название стационарного эффекта Джозефсона.

Нестационарный эффект Джозефсона ($d\varphi/dt \neq 0$) имеет место, когда, например, через джозефсоновский элемент пропускается ток $I > I_c$. В этом случае в переносе тока I через джозефсоновский переход кроме сверхтока будет участвовать также нормальная компонента, которая представляет собой ток нормальных электронов. Протекание нормальной и, следовательно, диссипативной компоненты тока обуславливает появление на джозефсоновском переходе падения напряжения $V = IR_n$; где R_n – так называемое нормальное сопротивление перехода. В силу основного соотношения Джозефсона

$$d\varphi/dt = (2e/h)V$$

в этом случае будут иметь место неограниченное нарастание (или убывание, если $V < 0$) джозефсоновской фазы φ и, следовательно, периодическое изменение во времени сверхтока. Таким образом, при пропускании через джозефсоновский элемент постоянного тока $I > I_c$, этот ток будет переноситься двумя компонентами I_s и I_n , которые осциллируют в противофазе во времени с частотой, пропорциональной постоянной составляющей падения напряжения на джозефсоновском переходе.

Напряжение на джозефсоновском элементе $V(t) = I_n(t)R_n$ будет также осциллировать во времени с частотой $\Omega = (2e/h)V$, и этот процесс носит название джозефсоновской генерации. Такое состояние джозефсоновского перехода называется резистивным. Следует подчеркнуть, что, несмотря на наличие падения напряжения на джозефсоновском переходе, сверхпроводимость электродов, образующих джозефсоновский элемент, в резистивном состоянии сохраняется.

Если джозефсоновский элемент обладает заметной собственной емкостью C , то в резистивном состоянии ток через него будет представлять собой сумму трех компонент: I_s , I_n , и емкостной компоненты тока $I_b = C(dV/dt)$.

Наиболее простой моделью джозефсоновских элементов, хорошо описывающей структуры типа мостик, является резистивная модель, в которой нормальное сопротивление R_n является постоянной величиной, не зависящей от напряжения V .

Наиболее важной (и вместе с тем наиболее легко измеряемой) характеристикой джозефсоновского элемента является его вольтамперная характеристика, представляющая собой зависимость среднего напряжения на джозефсоновском элементе от задаваемого через него тока. Эта характеристика отражает внутреннюю динамику джозефсоновского перехода, непосредственное наблюдение которой крайне затруднено из-за очень высокой частоты джозефсоновской генерации: характерная джозефсоновская частота, соответствующая постоянной составляющей напряжения на джозефсоновском элементе, равной характерному напряжению $V = IR_n$, находится в диапазоне десятков и сотен гигагерц. Вольтамперная характеристика джозефсоновского элемента состоит из сверхпроводящей или S – ветви, для которого $\langle V \rangle = 0$, и двух резистивных или R - ветвей, где $\langle V \rangle \neq 0$. При отсутствии емкости R -ветви представляют собой в резистивной модели ветви гиперболы[5] (рис. 2а):

$$\langle V \rangle / V_c = \text{sign}(I) \sqrt{[(I/I_c)^2 - 1]}, |I| > I_c;$$

При $\langle V \rangle \rightarrow 0$ характер осцилляций напряжения имеет ярко выраженный импульсный вид, а по мере увеличения частоты джозефсоновской генерации ее форма приближается к синусоидальной при неизменной амплитуде осцилляций.

Учет конечной емкости джозефсоновского перехода, относительное влияние которой характеризуется параметром Стьюарта-Маккамбера $\beta = (2e/h)I_c R_n^2 C$, приводит к неоднозначной, гистерезисной ВАХ (рис. 2б). По

мере увеличения β увеличивается диапазон токов $I < I_c$, в котором возможны два устойчивых состояния: сверхпроводящее и резистивное. Кроме того, шунтирующее действие емкости обуславливает монотонное уменьшение амплитуды осцилляций напряжения по мере увеличения частоты джозефсоновской генерации.

В случае туннельного джозефсоновского перехода его ВАХ (рис. 2в) характеризуется двумя основными особенностями:

- 1) Глубоким гистерезисом вследствие больших значений емкости C
- 2) Специфической формой резистивной ветви вследствие особенностей в условиях туннелирования квазичастиц (нормальных электронов) в такой структуре из-за специфики энергетического спектра сверхпроводников.

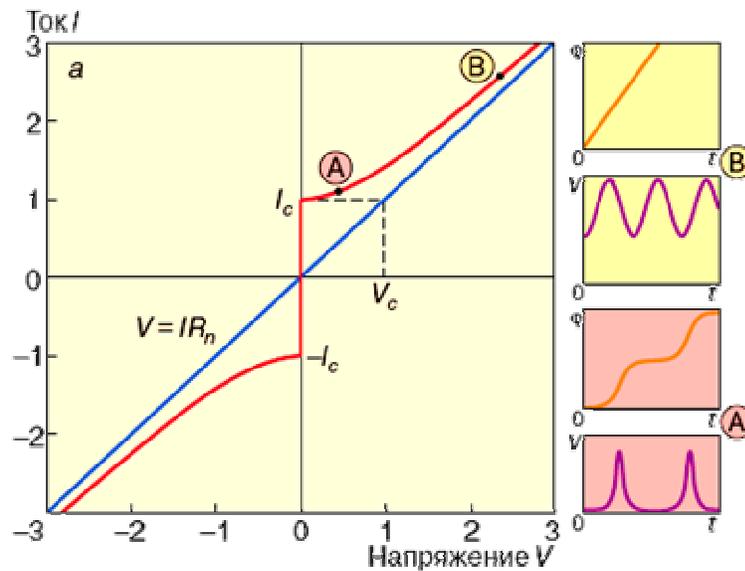


Рисунок 2а

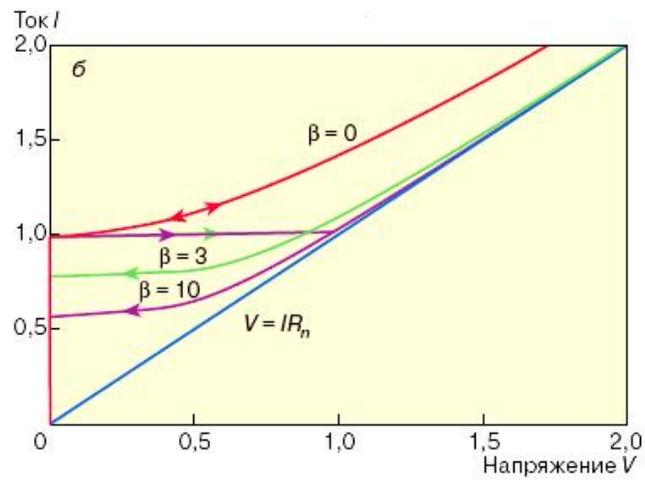


Рисунок 2б

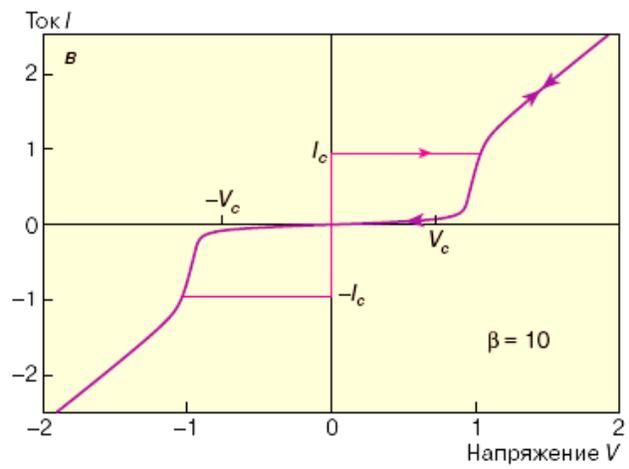


Рисунок 2в

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) джозефсоновских переходов: *а* – ВАХ джозефсоновского перехода с пренебрежимо малой емкостью в рамках резистивной модели и схема изменения фазы и напряжения в различных точках этой характеристики, *б* – семейство ВАХ джозефсоновского перехода в резистивной модели для различных значений емкостного параметра β , *в* – ВАХ туннельного джозефсоновского перехода. По осям отложены нормированные значения тока и напряжения. Ток I нормирован на I_c . Напряжение V нормировано на фрагментах *а*, *б* на характерное напряжение V_0 , на фрагменте *в* – на “щелевое” напряжение $V_g = (\pi/4)V_0$, соответствующее двойной энергетической щели сверхпроводника [1]

Джозефсоновский переход как датчик токовых состояний мезоскопической сверхпроводящей структуры.

Данная работа является продолжением реализации идеи, изложенной в [6]. Приведем краткое содержание последней.

В работе [6] для выяснения каналов взаимодействия туннельных переходов и токовых состояний было решено изготовить цепочку, состоящую из двух последовательных джозефсоновских переходов и тестовой структуры в середине, для которой известен закон изменения циркуляционных токов при изменении приложенного магнитного поля H , а затем выяснить предполагаемое влияние токов на состояние дополнительных переходов. Исходная структура приведена на рис. 3. Используя технологию электронной литографии изготовления джозефсоновских структур методом напыления под двумя разными углами с промежуточным окислением алюминия для создания джозефсоновского барьера, было изготовлено несколько структур (рис. 3) в виде цепочки, состоящей из двух джозефсоновских переходов и пленки в форме квадрата между ними с размерами сторон около двух микрон.

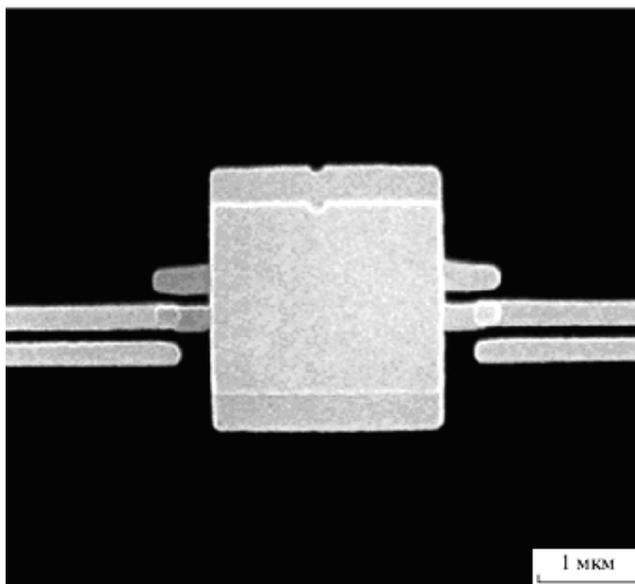


Рис. 3 Электронно-микроскопическая фотография структуры. Толщина первого слоя алюминия 20 нм, второго 32 нм.

Измерения напряжения проводились в поперечном поле до 5 мТ при температуре $T = 0.32\text{К}$. Чтобы избежать влияния измерительного тока на сверхпроводящее состояние пленки, использовались, по возможности, малые токи величиной несколько нА. Практически измерительные токи были 5 нА и выше, поскольку при более низких токах не удавалось перевести джозефсоновские переходы в состояние с напряжением. На рис.4 приведена одна из записей вольтамперной характеристики структуры. Её вид соответствует двум джозефсоновским переходам, включенным последовательно: при увеличении тока видны два скачка напряжения, соответствующие по величине двум сверхпроводящим щелям алюминия. При уменьшении тока наблюдается гистерезис.

При заданном токе через структуру в условиях, когда один или оба перехода находились в состоянии с напряжением, на зависимости напряжения от увеличивающегося приложенного магнитного поля, начиная с некоторого, наблюдались пилообразные последовательности максимумов (рис. 5) . При уменьшении приложенного поля наблюдался гистерезис.

Выяснилось также, что пленке большего масштаба соответствует меньшее характерное поле первого скачка (рис. б) и более частые скачки при изменении поля. Масштаб скачков по магнитному полю для пленок разных размеров соответствует кванту магнитного потока через соответствующую пленку.

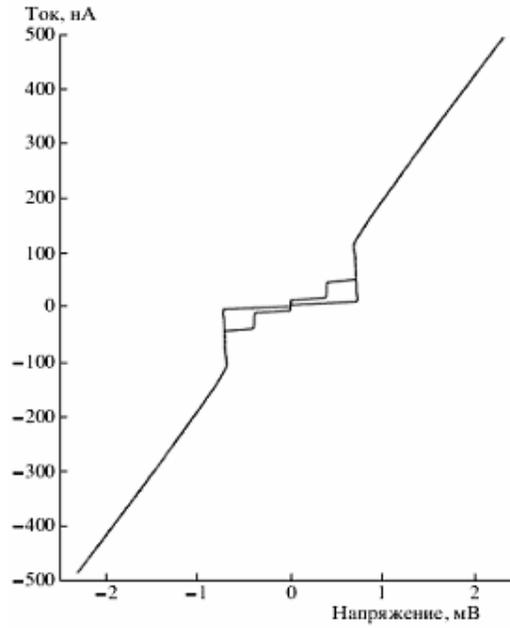


Рис. 4

Вольтамперная характеристика структуры, геометрия которой приведена на рис. 3.

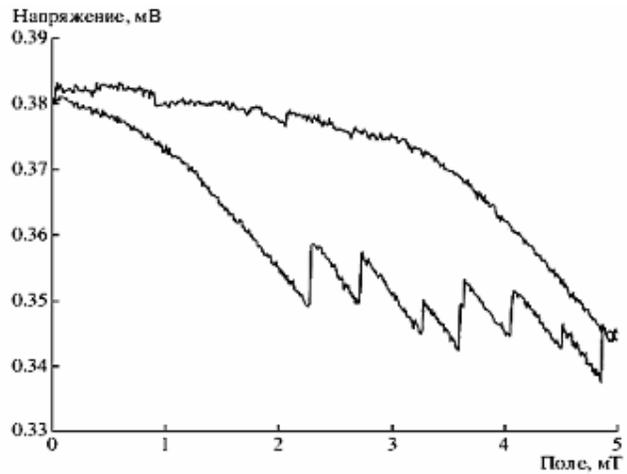


Рис. 5

Зависимость напряжения от приложенного магнитного поля при увеличении и уменьшении поля, измеренная при температуре $T = 0.32K$ при пропускании постоянного тока $I = 6нА$ в условиях, когда один из переходов находится в резистивном состоянии.

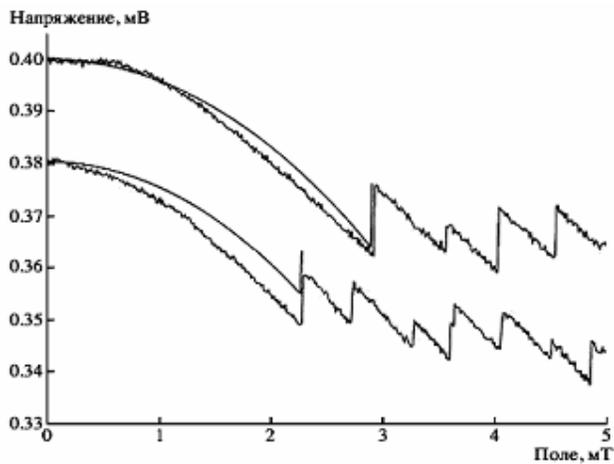


Рис. 6 Зависимость напряжения от

приложенного магнитного поля для двух структур, отличающихся только характерными размерами пленок измеренная при увеличении и уменьшении приложенного магнитного поля при температуре $T = 0.32\text{K}$ при пропускании постоянного тока $I = 6\text{нА}$ в условиях, когда один из переходов находится в резистивном состоянии. Нижняя зависимость соответствует меньшему размеру пленки. Расчетные зависимости для тех же структур для диапазона полей от нуля до первого скачка, а так же расчетные величины первого скачка. Для удобства рассмотрения измеренная и рассчитанная зависимости для пленки меньшей площади сдвинуты вверх на 0.02мВ .

Гистерезис на зависимости напряжения от тока (рис. 4) позволил измерить при одном и том же токе и сравнить величины скачков на зависимостях напряжения от магнитного поля при вхождении первого вихря для ситуации, когда только один или когда оба перехода находились в состоянии с напряжением. Оказалось, что для одинаковых токов через структуру амплитуда скачка в условиях когда два перехода были в состоянии с напряжением была в два раза больше, чем амплитуда скачка, когда только один переход был в таком состоянии, то есть эффект влияния скачка обязанного вхождению первого вихря на расположенные симметрично относительно пленки и последовательно включенные одинаковые переходы складывается. Это указывает также на то, что первый вихрь располагается в пленке симметрично, занимает всю пленку, а его ток течет по краю пленки.

О возможных каналах влияния вхождения вихрей на состояние джозефсоновских переходов.

Известно, что магнитное поле уменьшает сверхпроводящую щель [7,8] и это обстоятельство используется для измерения в сверхпроводниках второго рода зависимости сверхпроводящей щели от магнитного поля с помощью измерения зависимости напряжения на джозефсоновском переходе от магнитного поля по закону: квадрат приведенной сверхпроводящей щели падает линейно с увеличением квадрата приведенного приложенного магнитного поля. Очевидно, этот закон справедлив при достаточно малых токах через переход, таких, что $I \cdot R_n \ll 2\Delta$; где R_n – нормальное сопротивление джозефсоновского перехода. В случае нашей структуры магнитное поле циркуляционных токов, испытывающих перестройку при изменении приложенного поля, может повлиять на состояние джозефсоновских переходов, находящихся на достаточно близком расстоянии. В связи с этим рассмотрим далее возможность влияния вхождения вихрей в пленку на состояние джозефсоновских переходов при скачкообразном изменении магнитного поля в месте нахождения джозефсоновских переходов. Общую тенденцию падения напряжения с увеличением поля (рис. 5,6) можно связать с подавлением щели в сверхпроводящих обкладках джозефсоновского перехода магнитным полем. При этом при развертке поля уменьшение щели в джозефсоновских переходах должно происходить как под действием приложенного поля так и под действием поля экранирующего тока находящейся рядом пленки микронного размера, усиливающего эффект подавления.

Скачкообразное увеличение напряжения на переходе при входе вихря можно объяснить тем, что локальное магнитное поле циркуляционного тока в месте нахождения джозефсоновского перехода при входе вихря скачкообразно уменьшается, поскольку направление циркуляционного тока вихря противоположно направлению экранирующего тока.

Как показали измерения, при увеличении пропускаемого тока от 6 нА до 10 нА наклон $V(H)$ падал, что, по-видимому, связано с тем, что величина произведения $I \cdot R_n$ при таком изменении становится ближе к 2Δ . При этом

значения магнитных полей, при которых происходят скачки, не менялись, а величина скачков падала пропорционально уменьшению наклона зависимости $V(H)$. Величина скачка напряжения при входе первого вихря соответствует величине падения напряжения при изменении магнитного поля на величину, соответствующего кванту магнитного потока через пленку.

Эти факты указывают, во-первых, на то, что малые измерительные токи величиной несколько нА не оказывают влияние на состояние пленки и процесс вхождения в нее вихрей, а, во-вторых, на то, что изменение состояния джозефсоновских переходов при входе вихрей в пленку происходит посредством изменения магнитного поля в месте их нахождения. Основываясь на такой картине явления рассчитаем зависимость напряжения от магнитного поля для наших структур исходя из зависимости щели от магнитного поля, поскольку в нашем случае, по крайней мере, при токе 6 нА, $I \cdot R_n \ll 2\Delta$ (рис. 5), а также величину скачка при входе первого вихря, считая, что его ток течет, как и экранирующий, по краю пленки вплоть до глубины проникновения $\lambda = 0.2$ мкм.

Для того, чтобы оценить действующую на джозефсоновский переход добавку магнитного поля от экранирующего тока и тока вихря допустим, что эти токи текут по линии почти по периметру пленки на расстоянии $\lambda/2$ от края.

Пусть величина экранирующего тока данной пленки удовлетворяет условию: поле, создаваемое им в центре пленки равно приложенному полю, но обратно ему по знаку (ток экранирует приложенное поле). Вычислив из этого условия экранирующий ток, мы можем вычислить добавку магнитного поля от него в месте нахождения джозефсоновского перехода как сумму магнитных полей от четырех прямых элементов, составляющих контур с током при каждом значении H . При расчетах для рассматриваемой температуры $T = 0.32\text{К}$ для критического поля было принято $H_c = 9.3\text{мТ}$ исходя из того, что при $T = 0$ оно составляет $H_c = 10\text{мТ}$, а для $2\Delta_0$ была взята наблюдаемая величина 0.38 мВ. Вычисленные добавки оказались

сравнимыми с приложенным полем и составили для пленки меньших размеров величину 37%, а для пленки больших размеров 48% от приложенного поля.

Рассчитанные таким образом зависимости общей тенденции падения напряжения с увеличением приложенного магнитного поля на джозефсоновском переходе для двух измеренных структур близки к наблюдаемым зависимостям (рис. 6) . При допущении, что величина скачка магнитного поля в результате вхождения первого вихря в пленку (рис. 6) в том месте, где находится джозефсоновский переход, равна изменению $V(H)$, приходящемуся на интервал поля, соответствующий кванту магнитного потока через данную пленку, были оценены величины скачков (рис. 6) . Видно, что они близки по величине к наблюдающимся. При этом, как и для измеренных зависимостей, пленке меньшей площади соответствует больший скачок.

Таким образом, в работе [6] показано, что при пропускании тока через структуру в виде цепочки, состоящей из двух джозефсоновских переходов субмикронных размеров и пленки микронных размеров между ними, при условии, когда хотя бы один из переходов находится в резистивном состоянии, с увеличением приложенного магнитного поля и скачкообразном входе вихрей в пленку происходит скачкообразное изменение состояния находящихся рядом джозефсоновских переходов, вызванное скачкообразным изменением магнитного поля вихрей. Это указывает на то, во-первых, что скачкообразные осцилляции, обнаруженные в структуре из двух колец, связанных джозефсоновскими переходами обязаны каким-то новым токовым состояниям. Во-вторых, джозефсоновские переходы субмикронных размеров могут использоваться для тестирования токовых состояний в кубитах на основе мезоскопических сверхпроводящих структур.

На следующем этапе развития идеи работы [6] использования джозефсоновского перехода как датчика состояний мезоскопической сверхпроводящей структуры планируется измерения структур, подобных

использованным в [6], но без гальванической связи между джозефсоновским переходом и пленкой, в которую входят джозефсоновские вихри. Отсутствие гальванической связи должно значительно уменьшить количество помех, вносимых измерительными цепями. Тем самым мы планируем провести «бесконтактное» измерение, тестируя токовое состояние с помощью джозефсоновских переходов, расположенных рядом с тестируемой структурой. Далее мы планируем измерить таким же способом состояние двухкольцевой структуры [9], при гальваномагнитных измерениях которой были обнаружены скачкообразные осцилляции. В связи с этим целью данной работы было изготовление соответствующих мезоскопических сверхпроводящих структур на основе ограниченных пленок [6] и двухкольцевых структур [9], включающих рядом расположенные джозефсоновские переходы, развязанные гальванически от структур, как датчики токовых состояний.

Приготовление структур

Материалы

Золото использовалось для создания больших контактных площадок (1мм^2) при фотолитографии. Существенным технологическим недостатком золота является плохая адгезия к кремнию. Золотые пленки устойчивы к окислению, что позволяет использовать их для создания контактных площадок, которые не деградируют со временем.

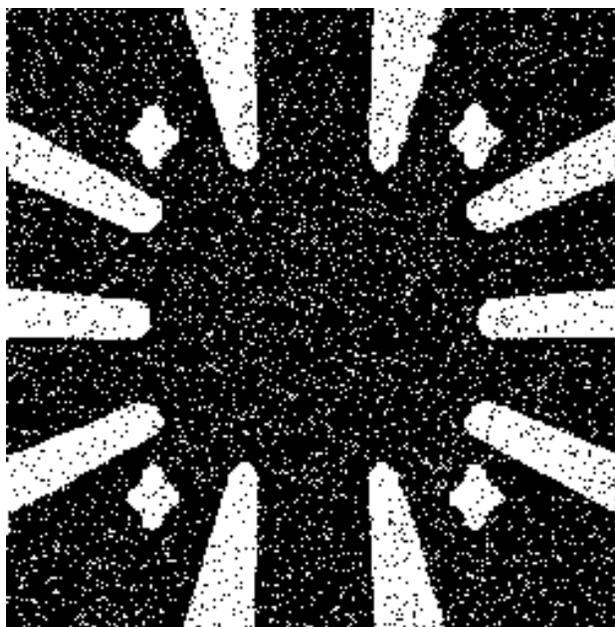
Алюминий использовался в качестве сверхпроводника. Алюминий характеризуется рядом технологических и физических свойств, которые определяют его широкое использование в экспериментах. Среди технологических свойств можно отметить хорошую адгезию к кремнию,

способность к пассивации на воздухе (на поверхности образуется оксид алюминия, который защищает пленку от дальнейшего окисления). Способность образовывать тонкий однородный слой оксида широко используется для создания туннельных контактов. Относительно низкая скорость при ионном травлении оксида алюминия позволяет использовать его в качестве маски в процессе негативной литографии.

Технологическая последовательность приготовления структур заключалась в следующем. Сначала, при помощи фотолитографии, на кремниевой подложке формировались золотые контактные площадки с размерами порядка 1 мкм^2 , для обеспечения электрического контакта наноструктур с измерительной аппаратурой. Далее формировались сами наноструктуры.

Фотолитография

На рис. 7 приведена фотография образца с разводкой, приготовленной с использованием фотолитографии.



- Рис. 7 Фотография подводящих ножек к образцу, приготовленных при помощи фотолитографии

Процесс фотолитографии.

- 1) Очистка кремниевой пластины с помощью реактивного ионного травления.
- 2) Отжиг пластины для обезвоживания поверхности.
- 3) Нанесение резиста на центрифуге
- 4) Отжиг резиста на горячей плите
- 5) Экспонирование в фотолитографе
- 6) Дубление резиста в толуоле для обеспечения подтравы
- 7) Отжиг резиста для удаления дубителя
- 8) Проявление
- 9) Промывка пластины в деионизованной воде с последующим удалением воды при помощи сильной струи воздуха
- 10) Взрыв в ацетоне. Для ускорения процесса использовалась ультразвуковая ванна.

Электронно-лучевая литография.

Наноструктуры изготавливались при помощи *позитивной* и *негативной* электронно-лучевой литографии.

Позитивная электронно-лучевая литография.

Процесс основан на более высокой растворимости в специальных растворах, называемых проявителями, экспонированного электронным лучом резиста по сравнению с неэкспонированным. Технологическая последовательность заключается в следующем. Сначала на пластину с готовыми золотыми контактными площадками, предварительно очищенную при помощи реактивного ионного травления, наносится резист с

последующим отжигом для перевода в стеклообразное состояние. После этого резист экспонируется электронным лучом. Затем пластину помещают в проявитель, где экспонированные участки растворяются, образуя окна в резисте. После очистки поверхности пластины в окнах от остатков резиста при помощи реактивного ионного травления проводится напыление металла, который ложится как на поверхность пластины в окнах, так и на неэкспонированную часть резиста. Последним шагом процесса является взрыв. Пластина помещается в сильный растворитель, который полностью растворяет резист, и смывает металлическую пленку, нанесенную на неэкспонированную часть. Окончательно, на пластине остается часть металлической пленки, нанесенная на поверхность пластины в окнах. Для успешного проведения взрыва толщина пленки должна составлять не более 30 – 50% от толщины резиста. Так же важным условием успешного проведения взрыва является подтрав резиста. Для обеспечения подтравки обычно используются двухслойные резисты, у которых растворимость нижнего слоя больше, чем у верхнего.

Негативная электронно-лучевая литография.

Процесс основан на более высокой скорости травления неэкспонированного электронным лучом резиста по сравнению с экспонированным. Поэтому экспонированная часть резиста используется в качестве маски при травлении. Технологическая последовательность заключается в следующем. Сначала на пластину, предварительно очищенную при помощи реактивного ионного травления, наносится металлическая пленка. Затем наносится резист и производится экспонирование электронным лучом, под действием которого происходит сшивка молекул резиста. Далее, неэкспонированная часть резиста удаляется при помощи мокрого или сухого ионного травления. Последним шагом процесса является удаление пленки, которая не закрыта маской из резиста, при помощи ионного травления. Окончательно, на пластине остается часть металлической пленки, находящаяся под экспонированным резистом.

Полученные структуры.

В результате проведенной работы были приготовлены структуры, одна из которых содержит пленку и не связанные с ними гальванически джозефсоновские переходы (рис. 8), а другая два кольца, связанные джозефсоновскими переходами и также не связанные с ними гальванически джозефсоновские переходы (рис. 9).

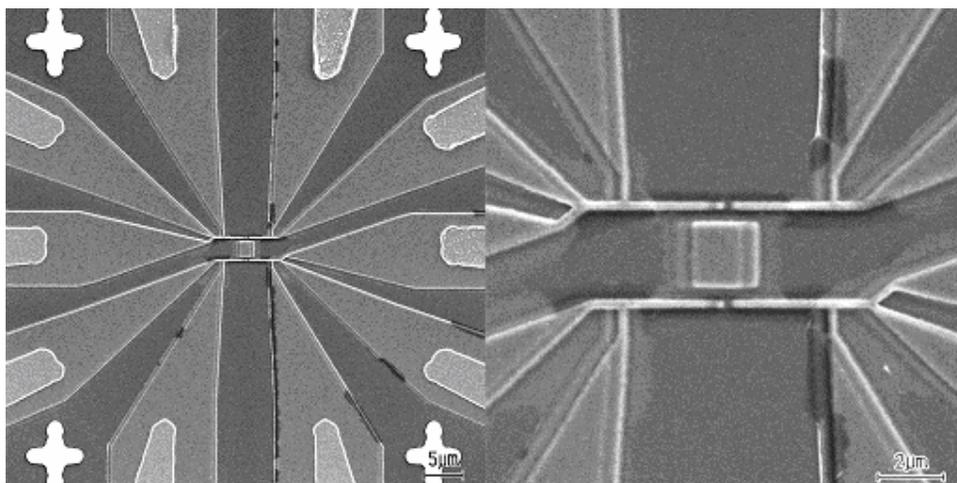


Рис. 8 Электронно-микроскопическая фотография структуры, состоящей из двух тонких пленок, связанных джозефсоновскими переходами и двумя дополнительными джозефсоновскими переходами без гальванической связи со структурой.

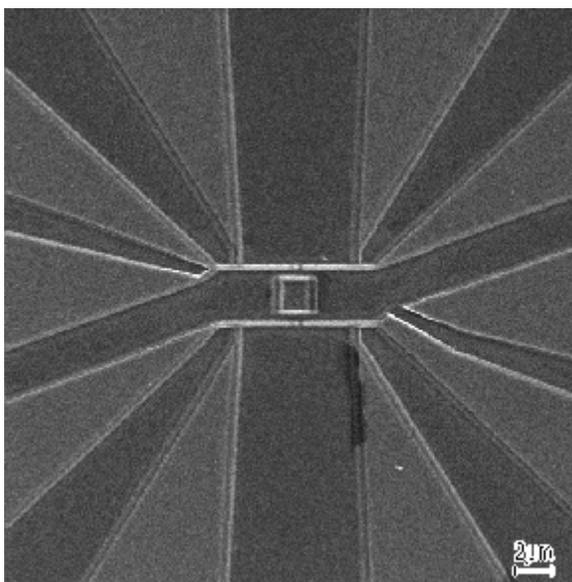


Рис. 9 *Электронно-микроскопическая фотография структуры, состоящей из двух колец связанных джозефсоновскими переходами и двумя дополнительными джозефсоновскими переходами, включенными в цепь без гальванической связи со структурой.*

Заключение.

После создания измерительного комплекса (работы в этом направлении ведутся) планируется измерить гальваномагнитные свойства этих структур. Мы надеемся показать, что джозефсоновский переход как датчик токовых состояний можно использовать при тестировании любой мезоскопической сверхпроводящей структуры, в которой присутствуют токовые состояния. С помощью джозефсоновского перехода, как датчика мы планируем измерить токовые состояния в изготовленных структурах. Мы также планируем изготовить и измерить структуру, включающую кубит Мооя.

Литература

1. К.А. Валиев, А. А. Кокин. **Квантовые компьютеры: надежды и реальность**. Москва-Ижевск:НИЦ «регулярная и хаотическая динамика», 2004.
2. R. Landauer. **Irreversibility and Heat Generation in the Computing Process**. IBM Journ.Res.Develop., 1961, v.5, № 3.
3. H. Caspar, F. K. Wilhelm, R. N. Schouten. **Quantum Superposition of Macroscopic Persistent-Current States**. Science, vol 290, 27oct 2000.
4. Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. **Фейнмановские лекции по физике 9 Квантовая механика**.
5. В. К. Корнев. **Эффект джозефсона и его применение в сверхпроводниковой электронике**. Соросовский образовательный журнал, том 7, № 8 , 2001.
6. И. Н. Жилияев. **Субмикронный джозефсоновский переход как датчик токовых состояний мезоскопической сверхпроводящей структуры**. Микроэлектроника, том 36, № 3,2007.
7. Д. Сан-Жам, Г. Сарма, Е. Томас. **Сверхпроводимость второго рода**. 1970
8. Шмидт В.В. **Введение в физику сверхпроводников**. М., Наука, 1982
9. I. N. Zhilyaev, S. G. Boronin, K. Fossheim. **Step-like oscillations of two weakly linked aluminum rings**. Physica C. 2000, V.332.