

ДЖОЗЕФСОНОВСКИЕ ПЕРЕХОДЫ: ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА, ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ

А.Гудков gudkov@niifp.ru

Развитие сверхпроводниковой электроники в последние годы связано с возросшими потребностями в быстродействующей энергоэффективной элементной базе, без которой становится невозможным решение целого ряда научно-технических задач. Основа сверхпроводниковой электроники - джозефсоновский переход. В настоящей работе рассмотрены основные типы низкотемпературных джозефсоновских переходов на основе ниобиевой технологии (переходы SIS-, SNS- и SDS-типов), их конструкции и механизмы транспорта тока. Представлены вольт-амперные характеристики джозефсоновских переходов и выделены их отличительные особенности в зависимости от типа перехода. Определены основные параметры джозефсоновских переходов, отвечающие за их качество и практическую ценность. Дано описание технологии формирования джозефсоновских переходов и показано влияние качества сверхпроводниковой гетероструктуры, включая состояние границ раздела функциональных слоев, на электрические характеристики переходов. Определены области применения основных типов джозефсоновских переходов в соответствии с их свойствами и даны перспективы дальнейшего развития их технологии и конструкции.

В настоящее время сверхпроводниковая электроника находится на новом этапе своего развития. Отчасти это связано с появлением в последние годы рефрижераторной техники, благодаря которой температуры в области 4К стали доступны в буквальном смысле от электрической розетки. Но в основном развитие сверхпроводниковой электроники

связано с возросшими потребностями в различных областях науки и техники, где традиционная полупроводниковая электроника уже достигла своего предела и не способна решать современные задачи в силу своих физических или энергетических ограничений. Прежде всего это области современной вычислительной техники и устройств быстрой и эффективной обработки сигналов.

Хорошо известно, что в соответствии с информационной теорией минимальный предел для энергии бинарного преобразования Шанон-Ньюман-Ландауэра $E_{\text{bitmin}} = k_B T \cdot \ln 2 \approx 4 \cdot 10^{-21}$ Дж ($T = 300\text{K}$) [1, 2]. Для современных КМОП-схем практическая энергия переключения составляет $\sim 10^6 E_{\text{bitmin}}$ и может быть уменьшена не более чем на порядок. Только сверхпроводниковая электроника позволяет достичь квантового предела и обеспечить высокую энергоэффективность вычислительной техники. Кроме того, наиболее быстродействующие полупроводниковые АЦП, достигающие тактовой частоты 2 ГГц, имеют низкую разрядность, всего 6–8 разрядов. Сверхпроводниковые АЦП, как было продемонстрировано на основе шунтированных джозефсоновских переходов SIS-типа (сверхпроводник – изолятор – сверхпроводник) [3], могут работать на частотах десятки гигагерц и иметь необходимую разрядность.

Другим направлением развития сверхпроводниковой электроники является область приемно-преобразовательных систем миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов, где по своим шумовым характеристикам сверхпроводниковые приемники не имеют себе равных [4]. Шумовая температура сверхпроводниковых приемников в диапазоне частот 200–800 ГГц практически достигает квантового предела $T_N \geq fh/k_B$.

Сверхпроводниковая электроника стала фундаментом для современной метрологии. Без квантовых джозефсоновских эталонов постоянного и переменного напряжений и синтезаторов эталонных сигналов произвольной формы уже не обходится ни одно производство современной высокоточной радиоэлектронной аппаратуры в мире. Имеется и ряд других важных областей применения сверхпроводниковой электроники, включая многоканальные магнитометрические измерительные системы на основе ПТ-СКВИДов, в том числе медицинские магнитокардиографы и магнитоэнцефалографы.

Основой сверхпроводниковой электроники является джозефсоновский переход (или контакт). Современный период развития джозефсоновских переходов характерен тем, что эпоха классических джозефсоновских переходов практически закончилась. Их физика и механизмы транспорта тока изучены. Разработанные джозефсоновские переходы нашли применение в целом ряде полезных практических применений. Однако с развитием вычислительной техники возникают новые потребности и новые идеи в модификации джозефсоновских переходов, которые дали толчок созданию новых

типов джозефсоновских переходов с новыми свойствами и на основе более сложных сверхпроводниковых гетероструктур.

В данной работе рассматриваются исключительно низкотемпературные джозефсоновские переходы на основе ниобиевой технологии, которая стала базовой для всех лабораторий мира. Джозефсоновские переходы на основе высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) пока не получили широкого распространения в силу их плохой воспроизводимости и низкого качества параметров, связанных со свойствами ВТСП-материалов.

ИЗГОТОВЛЕНИЕ

Из всех возможных конструкций джозефсоновских переходов, включая джозефсоновские мостики, торцевые переходы и т.п., к настоящему времени практическое применение нашли только планарные джозефсоновские переходы сэндвич-конструкции. Востребованность этой конструкции определилась развитием технологических возможностей с одной стороны и удобством варьирования характеристик переходов – с другой. Конструкция планарного джозефсоновского перехода в разрезе и его внешний вид приведены на рис.1. В основе формирования планарного джозефсоновского перехода лежит формирование многослойной сверхпроводниковой гетероструктуры, в простейших случаях состоящей из трех функциональных слоев. Фактически требуемые характеристики джозефсоновского перехода закладываются при формировании сверхпроводниковой гетероструктуры. Промежуточный слой или прослойка, заключенная между двумя слоями сверхпроводника, полностью определяет механизм транспорта тока и, соответственно, характеристики джозефсоновского перехода. Параметры прослойки выбираются таким образом, чтобы она выполняла функцию слабой связи между двумя сверхпроводниками, т.е. чтобы в результате интерференционного взаимодействия волновых функций параметров порядка двух сверхпроводников (Δ_1 и Δ_2) реализовывался эффект Джозефсона [5]. В случае стационарного эффекта Джозефсона через слабую связь протекает сверхток $I_s = I_c \cdot \sin \varphi$, где I_c – критический ток перехода, а $\varphi = (\chi_1 - \chi_2)$ – разность фаз параметров порядков двух сверхпроводников.

Наиболее удобным методом формирования сверхпроводниковой гетероструктуры является метод магнетронного распыления материалов. Этот метод при наличии нескольких магнетронов в вакуумной установке позволяет сформировать сверхпроводниковую гетероструктуру в едином

вакуумном цикле, что полностью исключает внесение дополнительных загрязнений на границах раздела слоев. Магнетронный метод распыления отличается относительно низкой энергетикой процесса, что практически исключает взаимную диффузию, в особенности тугоплавких материалов, на границах раздела слоев и обеспечивает атомарную резкость границ при формировании сверхпроводниковой гетероструктуры.

В основе низкотемпературных джозефсоновских переходов используются пленки Nb или его соединений. Главным преимуществом Nb является практическая независимость Δ_{Nb} от его структурных состояний. Магнетронный метод позволяет получать полностью аморфные или поликристаллические пленки Nb, чем обеспечивается высокая однородность пленок по толщине. Кроме того, лондоновская глубина проникновения магнитного поля в пленку ниобия $\lambda_L \approx 75$ нм, и поэтому пленки Nb толщиной $d \geq 2\lambda_L$ хорошо экранируют внешнее магнитное поле. Исходя из этого параметра, можно определить суммарную толщину джозефсоновской гетероструктуры. Учитывая, что толщина прослойки d , как правило, не превышает 1–10 нм, суммарная толщина гетероструктуры составляет не более $(3-4)\lambda_L$, т.е. не более 230–300 нм.

Далее после изготовления гетероструктуры стандартными методами фотолитографии и сухого травления формируются геометрические размеры джозефсоновского перехода. Из нижнего слоя Nb, который служит нижним электродом джозефсоновского перехода, формируется также нижняя разводка. Разводка верхнего электрода формируется из дополнительно нанесенного слоя Nb, имеющего сверхпроводящий контакт (SS) к верхнему Nb-электроду. SS-контакт формируется через окно в слое диэлектрика с использованием предварительной ионной очистки поверхности верхнего электрода. Необходимо, чтобы выполнялось главное условие для SS-контакта, его критический ток должен быть, по крайней мере, на порядок больше, чем критический ток джозефсоновского перехода $I_{\text{cSS}} \gg I_{\text{c}}$. Фактически плотности критических токов SS-контакта и самой пленки Nb должны быть сравнимы.

ДЖОЗЕФСОНОВСКИЕ ПЕРЕХОДЫ SIS- И SNIS-ТИПОВ

Простейшим типом джозефсоновского перехода является переход SIS-типа, в котором прослойка выполнена в виде туннельно-тонкого слоя диэлектрика. Микроскопическая теория переходов SIS-типа была подробно описана в работе [6].

Джозефсоновские переходы практического применения были получены после экспериментального перебора ряда материалов прослоек. Наилучшие параметры туннельных переходов достигаются в том случае, когда параметры порядка обоих электродов на границе раздела с прослойкой равны по величине своим значениям в глубине электродов. Это означает, что при формировании сверхпроводниковой гетероструктуры должны быть полностью исключены процессы фазообразования

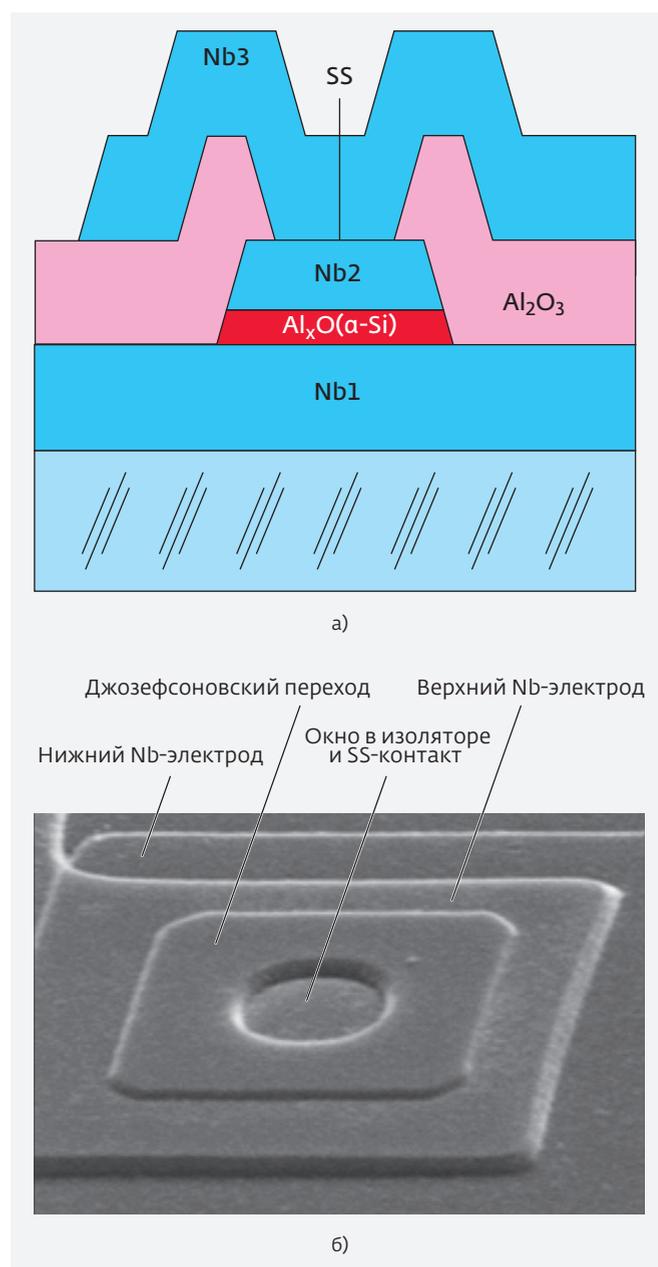


Рис.1. Конструкция планарного джозефсоновского перехода (а) и его внешний вид (б). Площадь перехода 9×9 мкм²

и взаимной диффузии материалов электродов и прослойки на границах раздела. Наиболее практичным материалом прослойки оказался Al_2O_3 , и поэтому джозефсоновские переходы Nb/ AlO_x /Nb, в которых AlO_x формировался термическим окислением тонкого слоя Al в кислородной атмосфере, стали основой для разработки различных сверхпроводниковых устройств во многих лабораториях мира. Причины хорошего качества джозефсоновских переходов Nb/ AlO_x /Nb были выявлены в работе [7] при изучении границы раздела Al_2O_3 /Nb с помощью просвечивающей электронной микроскопии. Несмотря на то что Nb является сильным геттером по отношению к кислороду, энергия осаждаемых атомов Nb в плазменном процессе остается меньше энергии связи кислорода и алюминия. При температуре подложки менее $150^\circ C$ диффузия атомов Nb в Al_2O_3 полностью отсутствует и граница раздела остается атомарно резкой, а в прослойке джозефсоновского перехода Nb/ AlO_x /Nb отсутствуют дополнительные примеси, ухудшающие параметры перехода.

Джозефсоновские переходы SIS-типа обладают большой собственной емкостью, и поэтому при рассмотрении полного тока через переход нельзя не учитывать емкостную составляющую.

$$I = I_s + I_N + I_D + I_f, \quad (1)$$

где $I_N = V/R_N$ - нормальный ток через переход (V и R_N напряжение на переходе и нормальное сопротивление перехода соответственно), $I_D = C \cdot (dV/dt)$ - ток смещения (C - емкость перехода), I_f - флуктуационный ток. Для удобства сравнения джозефсоновские переходы характеризуются безразмерным параметром емкости (параметром Маккамбера - Стюарта).

$$\beta = (2e/\hbar)I_c R_N^2 C, \quad (2)$$

где e - заряд электрона, \hbar - постоянная Планка. Для всех джозефсоновских переходов SIS (SNIS)-типа параметр $\beta \gg 1$.

Важнейшая характеристика всей сверхпроводниковой технологии - воспроизводимость основных электрических параметров джозефсоновских переходов, по крайней мере, по площади кристалла одной интегральной схемы. Требование воспроизводимости электрических параметров накладывает определенные условия не только на однородность диэлектрических свойств прослойки, но и на геометрию структуры. Неоднородность толщины прослойки должна быть $\delta d \ll d$. Она также зависит от шероховатости пленки Nb нижнего электрода.

Теоретически вопрос влияния шероховатости нижнего электрода и, соответственно, величины δd на однородность растекания тока через переход был рассмотрен в работе [8]. Как было показано в работе [9], при качественном магнетронном процессе формирования пленок Nb шероховатость их поверхности не превышала 0,5 нм. Максимальная шероховатость связана с образованием выступающих мелких кристаллитов Nb вблизи поверхности пленки. Фактически эта величина является критической для туннельных прослоек с $d = 1-2$ нм. Неоднородность распределения плотности критического тока (j_c) по площади перехода (S) может приводить не только к невоспроизводимости электрических параметров, но и захвату магнитного потока в переходах большой площади.

Решение данной проблемы было найдено в использовании дополнительного тонкого слоя Al между нижним Nb-электродом и диэлектрической прослойкой. Джозефсоновский переход с новой структурой становился переходом SNIS-типа (N - нормальный металл). Возвращаясь к процедуре формирования туннельной прослойки, следует отметить, что в случае слишком тонкого слоя Al окисление проходило на всю глубину и даже могло локально затрагивать поверхность Nb-электрода. В случае относительно толстого слоя Al туннельный барьер формируется полностью однородным, но при этом часть слоя Al остается неокисленной. Этот неокисленный слой хорошо усредняет параметр порядка по всей площади перехода, чем обеспечивается однородность растекания тока и, соответственно, воспроизводимость электрических параметров. С другой стороны, введение несверхпроводящего (нормального) металлического слоя на границе раздела в силу эффекта близости приводит к подавлению параметра порядка сверхпроводящего электрода [10] и ухудшает параметры джозефсоновского перехода. Таким образом, в технологии сверхпроводниковой электроники возникла типичная задача на оптимизацию между требованием на воспроизводимость и требованием на достижение предельных электрических параметров.

На рис.2 схематично показаны вольт-амперные характеристики (ВАХ) джозефсоновских переходов SIS- и SNIS-типов. ВАХ полностью отражает процессы транспорта тока в джозефсоновском переходе, а также его качественные и количественные характеристики. Как видно из рис.2а, ВАХ туннельного перехода нелинейна и имеет ряд особенностей. Для описания ВАХ ее удобно разбить на отдельные участки и выделить особые точки.

Главный параметр джозефсоновского перехода – величина критического тока I_c – максимальное значение сверхтока при $V=0$. Соответственно плотность критического тока определяется отношением: $j_c=I_c/S$. При увеличении тока через переход выше I_c (в режиме задания тока) происходит скачок на квазичастичную ветвь ВАХ в область щелевого напряжения $V_g = (\Delta_1 + \Delta_2)/e$. Выше щелевого напряжения находится резистивный участок ВАХ, который определяет величину нормального сопротивления джозефсоновского перехода R_N . Участок R_N лежит ниже прямой с тем же наклоном, проходящей через начало координат, на величину тока I_{df} . Дефицит тока в области R_N – отличительная особенность туннельных переходов. При уменьшении тока через переход рабочая точка будет двигаться до $V=0$ по квазичастичной ветви ВАХ, образуя таким образом гистерезис, характерный для переходов SIS- и SNIS-типов с параметром $\beta \gg 1$.

Участок суммарного щелевого напряжения для переходов SIS-типа при $T \ll T_c$ практически вертикален, и значение $V_g = 2\Delta/e$ легко определить. Для джозефсоновских переходов Nb/AlO_x/Nb величина $V_g \approx 3$ мВ (при $T=4,2K$). В случае переходов Nb/Al/AlO_x/Nb (рис.2б) параметры электродов отличаются $\Delta_1 \neq \Delta_2$. Влияние эффекта близости на параметр порядка сверхпроводящего электрода было изучено в работах [10–13], и были рассчитаны ВАХ для переходов SNIS-типа [11]. Характерной чертой ВАХ перехода, в котором хотя бы один из электродов SN, является коленообразная особенность, расположенная чуть выше щелевого напряжения. Подавление параметра порядка в SN-электроде на границе с туннельной прослойкой зависит от параметра, характеризующего эффект близости:

$$\gamma_M = \gamma(d_N / \xi_N), \quad \gamma = (\rho_S \xi_S) / (\rho_N \xi_N), \quad (3)$$

где d_N – толщина нормального слоя, $\rho_{S,N}$ и $\xi_{S,N}$ – значения удельного сопротивления и длины когерентности сверхпроводника и нормального металла соответственно. Как было показано в работе [11], форма энергетической зависимости плотности состояний имеет пик, который уменьшается и сдвигается в сторону меньших энергий при увеличении параметра γ_M . От величины этого пика зависит размер коленообразной особенности на ВАХ (см. рис.2б), которая определяется величиной $I_k = I_{k2} - I_{k1}$. Значение I_{k2} определяется в точке максимального дифференциального сопротивления R_d при $V > V_g$ при прямом ходе ВАХ, а I_{k1} – в точке пересечения наклона R_N с квазичастичной ветвью ВАХ.

Участок ВАХ при напряжениях $V < V_g$ характеризуется большим значением дифференциального сопротивления, которое можно аппроксимировать величиной R_{I_g} – наклонной прямой, касательной к этому участку ВАХ. Величина R_{I_g} характеризует ток утечки барьерного слоя, т.е. отвечает за несовершенство материала прослойки. Качество джозефсоновских переходов SIS- и SNIS-типов оценивается по отношению сопротивлений $\gamma_R = R_{I_g}/R_N$. Джозефсоновские переходы практического применения имеют $R_{I_g}/R_N \approx 30-40$ и выше. Чем несовершеннее структура прослойки, тем больше примесных центров находится в ней. Примесные центры образуют локализованные состояния и могут участвовать в транспорте тока. Этот ток не только шунтирует основной туннельный ток, но является источником дополнительного шума.

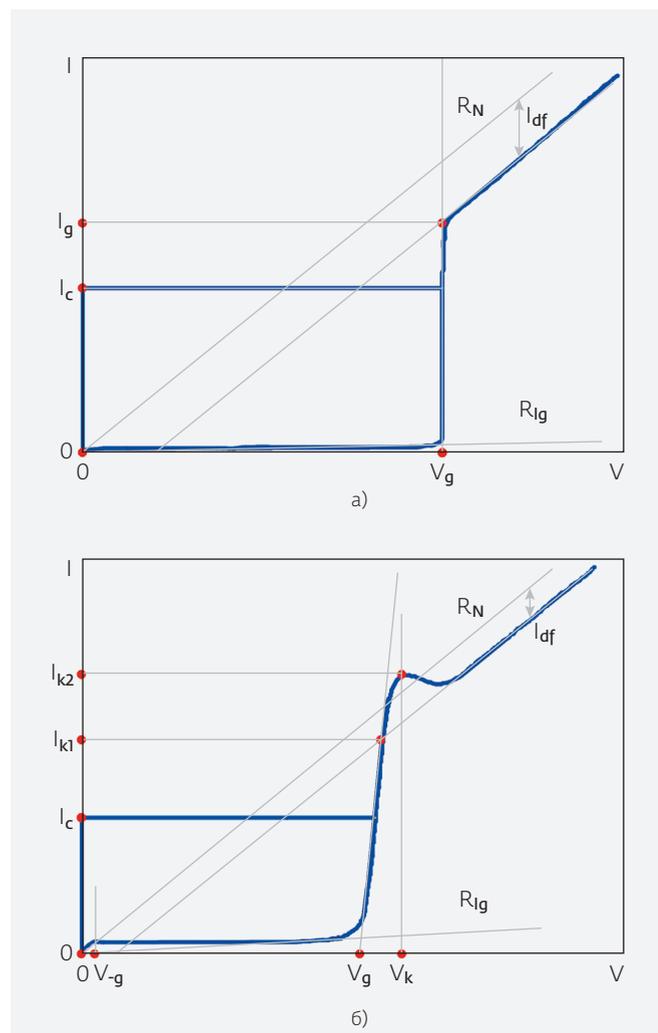


Рис.2. ВАХ джозефсоновских переходов SIS-типа (а) и SNIS-типа (б)

На начальном участке квазичастичной ветви ВАХ при $V > 0$ у джозефсоновских переходов Nb/Al/AlO_x/Nb при $\Delta_1 \neq \Delta_2$ образуется небольшой пик при $V_g = (\Delta_2 - \Delta_1)/e$. Величину напряжения, характеризующую разностную щель, можно определить в точке достижения максимального значения R_d при $V > 0$. Этот пик приводит к общему подъему всего нижнего участка ВАХ.

На рис.3 приведены экспериментальные ВАХ переходов Nb/Al/AlO_x/Nb с разной толщиной слоя Al. Критические токи подавлены внешним магнитным полем. На рис.3б те же ВАХ представлены в увеличенном масштабе по току. Максимальное значение R_d получено при толщине слоя алюминия $d_{Al} = 5$ нм. Форма ВАХ соответствует форме

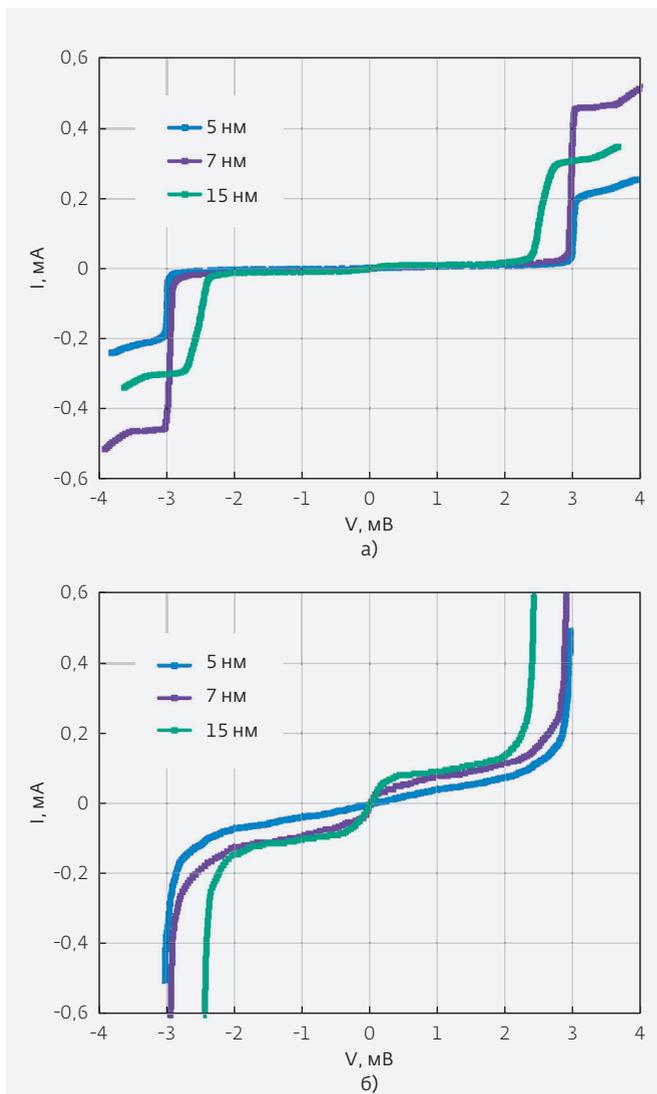


Рис.3. ВАХ экспериментальных образцов джозефсоновских переходов SNIS-типа с различной толщиной слоя Al (а) и в увеличенном масштабе по току (б)

перехода SIS-типа. Однако при данной толщине прослойки и имеющейся технологии разброс основных электрических параметров переходов был неудовлетворительным и превышал 15%. При $d_{Al} = 7$ нм и $d_{Al} = 15$ нм нижний участок квазичастичной ветви ВАХ приподнят за счет появления пика разностной щели. Наилучшая воспроизводимость параметров без ущерба их значений достигается при $d_{Al} = 7$ нм. При этой же толщине слоя Al амплитуда коленообразной особенности максимальна, а форма ВАХ соответствует переходу SNIS-типа. Значение параметра γ_M находится в диапазоне 0,1–0,01.

В технологии производства сверхпроводниковых интегральных схем (СПИС) необходимо введение автоматизации измерений параметров джозефсоновских переходов при межоперационном и выходном контроле. Поэтому рассмотренные выше электрофизические параметры туннельных джозефсоновских переходов SIS- и SNIS-типов удобно представлять в виде таблицы. В качестве примера параметры типичного джозефсоновского перехода Nb/Al/AlO_x/Nb приведены в табл.1.

Области применения джозефсоновских переходов SIS- и SNIS-типов

К настоящему времени области применения джозефсоновских переходов SIS- и SNIS-типов полностью определены. Прежде всего это метрология и приемники миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов. Обе области требуют применения высококачественных джозефсоновских переходов с точки зрения их шумовых характеристик. Именно переходы SIS- и SNIS-типов с качественными прослойками имеют наименьшую величину I_f по сравнению со всеми другими типами джозефсоновских переходов.

Джозефсоновский переход SIS-типа с электродами из Nb является идеальным приемным элементом в диапазоне частот до 750 ГГц, а с электродами из NbN – до 1 ТГц. SIS-переход применяется в качестве квантового смесителя, используя квазичастичную нелинейность ВАХ в области $V \approx V_g$. Поэтому джозефсоновские переходы изготавливаются с малой величиной I_c либо используется дополнительное подавление I_c магнитным полем. В сверхпроводниковых приемно-преобразовательных системах на основе джозефсоновских переходов SIS-типа в качестве генератора гетеродина также используется распределенный джозефсоновский переход SIS-типа. Шумовая температура сверхпроводниковых приемников ограничена лишь квантовым пределом hf/k_B [4, 14–17]. В работах [14, 17] был продемонстрирован гетеродинный

Таблица 1. Параметры типичного джозефсоновского перехода SNIS-типа

№ п/п	Обозначение параметра	Наименование параметра	Величина	Размерность
1.	I_c	Критический ток	120	мкА
2.	R_N	Нормальное сопротивление	7,5	Ом
3.	V_c	Характерное напряжение	0,9	мВ
4.	S	Площадь перехода	1000	мкм ²
5.	j_c	Плотность критического тока	12 (0,12)	А/см ² (мкА/мкм ²)
6.	V_g	Суммарное щелевое напряжение	2,85	мВ
7.	V_{-g}	Разностное щелевое напряжение	0,15	мкВ
8.	R_{lg}	Сопротивление утечки	230	Ом
9.	γ_R	Отношение сопротивлений	31	-
10.	I_{k1}	Максимальный ток коленообразной особенности	430	мкА
11.	I_{k2}	Минимальный ток коленообразной особенности	410	мкА
12.	I_k	Амплитуда коленообразной особенности	20	мкА
13.	I_{V1}	Амплитуда тока при $V=1$ мВ	8	мкА
14.	T	Рабочая температура	4,2	К

приемник на основе перехода Nb/AlO_x/Nb и достигнута шумовая температура менее 100 К на частоте 500 ГГц, что на порядок меньше, чем у приемников на основе диодов с барьером Шоттки. Причем генератор был также разработан на основе распределенного джозефсоновского перехода Nb/AlO_x/Nb. Созданные приемники были использованы при исследовании состава верхних слоев атмосферы, а также при исследовании солнца. Такие приемники необходимы для радиоастрономии и космических систем связи. SIS-приемники используются в качестве штатных устройств на большинстве радиотелескопов. Наиболее перспективным представляется применение SIS-приемников в космических и авиационных системах бортового базирования, где предельная чувствительность является принципиально важной. На основе SIS-приемников могут быть созданы самые чувствительные газоанализаторы [18].

Благодаря нестационарному эффекту Джозефсона произошел скачок в повышении точности воспроизведения единицы напряжения в эталонах напряжения постоянного тока. Величину напряжения стали определять через частоту $V=K_J \cdot f$, где $K_J=h/2e$ – константа Джозефсона, а f – частота эталонного генератора

(68–75 ГГц). Метрологи всего мира договорились считать величину $K_J=483597,9$ В/Гц. В качестве преобразователя частота-напряжение используется СПИС на основе джозефсоновских переходов Nb/Al/AlO_x/Nb [19, 20]. На рис.4 показан кристалл СПИС преобразователя частота-напряжение для эталона напряжения постоянного тока на 1 В, разработанная в ЗАО "Компэлст" совместно с ФГУП "НИИФП им. Ф.В.Лукина" и ВНИИМС на основе цепочек из 2400 джозефсоновских переходов Nb/Al/AlO_x/Nb. Типичная ВАХ всей цепочки

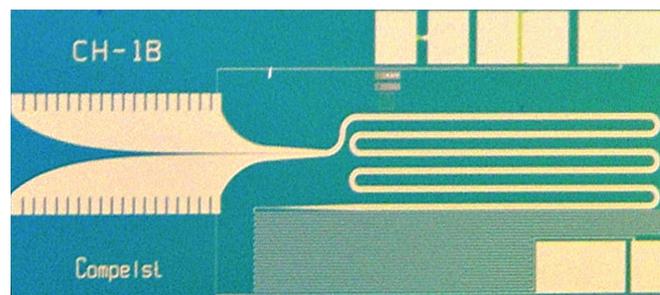


Рис.4. Кристалл СПИС квантового эталона напряжения постоянного тока на 1 В на основе 2400 джозефсоновских переходов SNIS-типа. Площадь перехода 20×50 мкм², размер кристалла 6×15 мм²

переходов СПИС и ее начальный участок приведены на рис.5. Частота развертки по току выбрана так, чтобы были видны критические токи отдельных переходов в цепочке (рис.5б). СПИС является работоспособной в случае, если разброс критических токов не превышает 10%. Минимальная амплитуда стабильной ступени тока при облучении СПИС частотой в районе 70 ГГц составляет около 20 мкА при выходном напряжении 1 В. Чтобы

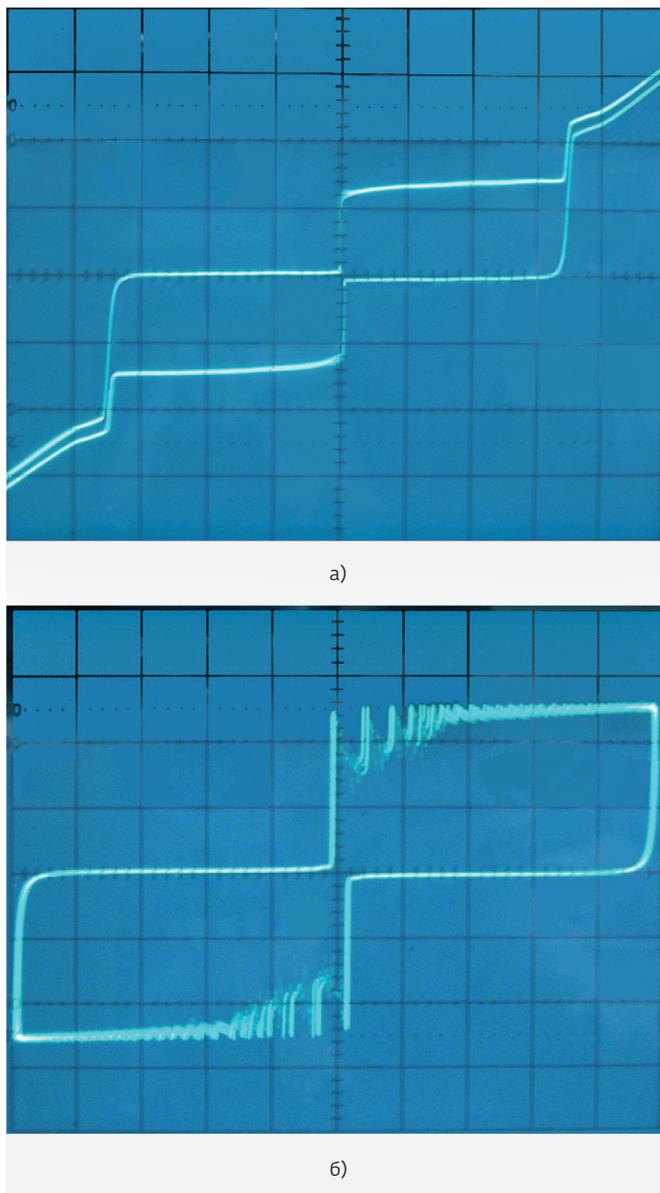


Рис.5. Полная ВАХ СПИС квантового эталона напряжения постоянного тока на 1 В на основе джозефсоновских переходов SNIS-типа (цена деления по оси абсцисс – 2 В/дел., по оси ординат – 0,2 мА/дел.) (а) и начальный участок ВАХ (цена деления по оси абсцисс 0,5 В/дел., по оси ординат 0,1 мА/дел.) (б)

СПИС выдавала выходное эталонное напряжение при отключении тока, ступень должна пересекать ось напряжений. Это требование накладывает дополнительное ограничение на расстояние между нижней частью квазичастичной ветви ВАХ и осью напряжений, которое должно быть меньше 10 мкА. Таким образом, для качественных джозефсоновских переходов SNIS-типа необходимо выполнение дополнительного критерия: $I < 10$ мкА при $V = 1$ мВ в области квазичастичной ветви ВАХ. Для получения выходного эталонного напряжения 10 В требуется СПИС, содержащая 20 000 джозефсоновских переходов SNIS-типа.

Развитая технология формирования джозефсоновских переходов Nb/Al/AlO_x/Nb позволила не только промоделировать базовые функциональные элементы быстрой одноквантовой логики, но и создать первые схемы обработки сигнала практического применения в диапазоне до 100 ГГц. На основе шунтированных Nb/Al/AlO_x/Nb-переходов были разработаны СПИС многозарядных АЦП [21, 22], а также созданы первые приемники с сигнальным процессором и эффективной обработкой сигнала [23].

Джозефсоновские переходы SNS- и SDS-типов

Главным недостатком джозефсоновских переходов SIS-типа (SNIS-типа) является большая собственная емкость (параметр $\beta \gg 1$), что сильно ограничивает область их применения. Создание схем на основе быстрой одноквантовой логики требует шунтирования SIS-переходов внешним резистором, что не только приводит к увеличению площади элементарной ячейки, но и ограничивает быстродействие СПИС. Джозефсоновские переходы SNS-типа лишены этого недостатка ($\beta \ll 1$). Наиболее сложной задачей в развитии технологии SNS-переходов оказалась проблема выбора материала с нормальной проводимостью. Такой N-металл должен одновременно удовлетворить двум взаимно противоречивым требованиям. С одной стороны, для обеспечения больших плотностей критического тока при технологически разумной толщине нормальной прослойки он должен обладать большой эффективной длиной когерентности ξ_N , т.е. быть низкоомным. С другой стороны, для предотвращения существенного подавления сверхпроводимости в S-электродах его транспортные свойства обязаны быть существенно хуже по сравнению с аналогичными параметрами сверхпроводников [24]. Имеющийся набор материалов (например, сплавы PdAu, TiN [25, 26]) оказался крайне скуден.

Естественным выходом в создавшейся ситуации является переход к структурам с резонансным характером проводимости в области слабой связи. Первые структуры подобного типа были изготовлены сравнительно давно [27]. Однако существовавший в то время уровень развития технологической базы и степень разработки фундаментальных основ электронного транспорта в резонансных структурах не позволяли перейти к изготовлению устройств даже среднего уровня интеграции.

В области гелиевых температур на основе ниобиевой технологии уже в первых попытках получения планарных SNS-переходов с кремниевой прослойкой удалось достичь практических значений основных параметров [27]: нормальное сопротивление перехода (R_N) больше 1 Ом и характерное напряжение ($V_c = I_c R_N$) до 1 мВ. Это послужило веским основанием для дальнейшего развития технологии формирования джозефсоновских переходов с кремниевой прослойкой и исследования механизмов транспорта тока в таких структурах. Позднее наилучшие характеристики были достигнуты на торцевых джозефсоновских переходах Nb/ α -Si/Nb [28, 29]. В этих переходах α -Si-прослойка легировалась методом диффузии атомами Nb до полного вырождения полупроводника. Торцевые переходы демонстрировали высокие плотности тока до 10^5 А/см², и R_N – до 300 Ом. Благодаря полному вырождению α -Si-прослойки до металлической проводимости R_N переходов практически не зависело от температуры. При этом удельное сопротивление материала прослойки (ρ_N) было намного больше удельного сопротивления ниобия (ρ_S). Поэтому подавление сверхпроводимости в ниобиевых электродах было пренебрежимо мало и параметр порядка на границе с α -Si-прослойкой оставался таким же, как и в глубине ниобиевого электрода. Этим Nb/ α -Si/Nb-переходы выгодно отличались от других конструкций джозефсоновских переходов, в которых в качестве прослойки использовались чистые металлы или металлические сплавы. ВАХ переходов были однозначные, и в области нормального сопротивления имелся избыточный ток (I_{ex}). Поэтому Nb/ α -Si/Nb-переходы были отнесены к переходам SNS-типа. Зависимости критического тока от температуры $I_c(T)$ также были характерны для SNS-переходов. Благодаря атомарно резким границам раздела кремниевой прослойки с ниобиевыми электродами, а также плоским и параллельным границам, как в резонаторе Фабри-Перо, в этих переходах был реализован

резонансный механизм транспорта тока. Причем значения I_c и R_N периодически зависели от соотношения d/λ , где λ – длина волны де Бройля для электронов в легированной кремниевой прослойке [28]. Торцевые резонансные джозефсоновские переходы Nb/ α -Si/Nb имели особую форму ВАХ при $d \geq \xi_N$, λ и только при $d > 3\xi_N$ принимали форму ВАХ, соответствующую классическим переходам SNS-типа.

Планарные джозефсоновские переходы Nb/ α -Si/Nb были получены магнетронным методом формирования сверхпроводниковой гетероструктуры. Причем прослойка аморфного кремния легировалась методом одновременного сораспыления Si и W из мозаичной мишени. Такой метод позволяет жестко фиксировать концентрацию W в α -Si-прослойке. В разработанной методике формирования прослойки концентрация W варьировалась в диапазоне 6–11%. Благодаря однородности свойств прослойки и выполнению соотношения $\delta d \ll d$ планарные джозефсоновские переходы Nb/ α -Si/Nb имели хорошую воспроизводимость основных электрических параметров.

Механизмы транспорта тока в джозефсоновских переходах Nb/ α -Si/Nb в зависимости от концентрации примеси в α -Si-прослойке были изучены в работе [9]. В этой работе было показано, что разработанные джозефсоновские переходы Nb/ α -Si/Nb с различной степенью легирования α -Si-прослойки выгодно отличаются от других типов джозефсоновских переходов как по своим свойствам, так и технологически. Управляя концентрацией примеси и меняя тем самым параметр β , можно достаточно плавно перейти от одного механизма транспорта тока через джозефсоновский переход к другому механизму: от непосредственного протекания тока через вырожденный до металлической проводимости полупроводник (переход SNS-типа) к резонансному транспорту тока через примесные центры в полупроводнике. Такие джозефсоновские переходы были отнесены к отдельному виду переходов – SDS-типа (superconductor – doped or degenerate semiconductor – superconductor). Учитывая, что в переходах SDS-типа одновременно присутствуют два конкурирующих механизма транспорта тока, а именно резонансное туннелирование через локализованные состояния и протекание тока по резонансно перколяционным каналам, образованным металлической примесью, такие джозефсоновские переходы также получили название переходов с внутренним шунтированием. Фактически, меняя концентрацию примеси в α -Si-прослойке в пределах

от 6 до 11% и варьируя площадь перехода, можно получить планарные джозефсоновские переходы с требуемыми характеристиками для любых практических применений.

На рис.6 показаны формы ВАХ джозефсоновских переходов SNS- и SDS-типов. Форма ВАХ переходов SNS-типа (рис.6а) на участке при токе выше критического имеет гиперболический вид и хорошо описывается резистивной моделью [5]:

$$V = V_c \left[\left(\bar{I} / I_c \right)^2 - 1 \right]^{1/2}, I_c < \bar{I}. \quad (4)$$

Кроме того, при больших напряжениях имеется избыточный ток I_{ex} .

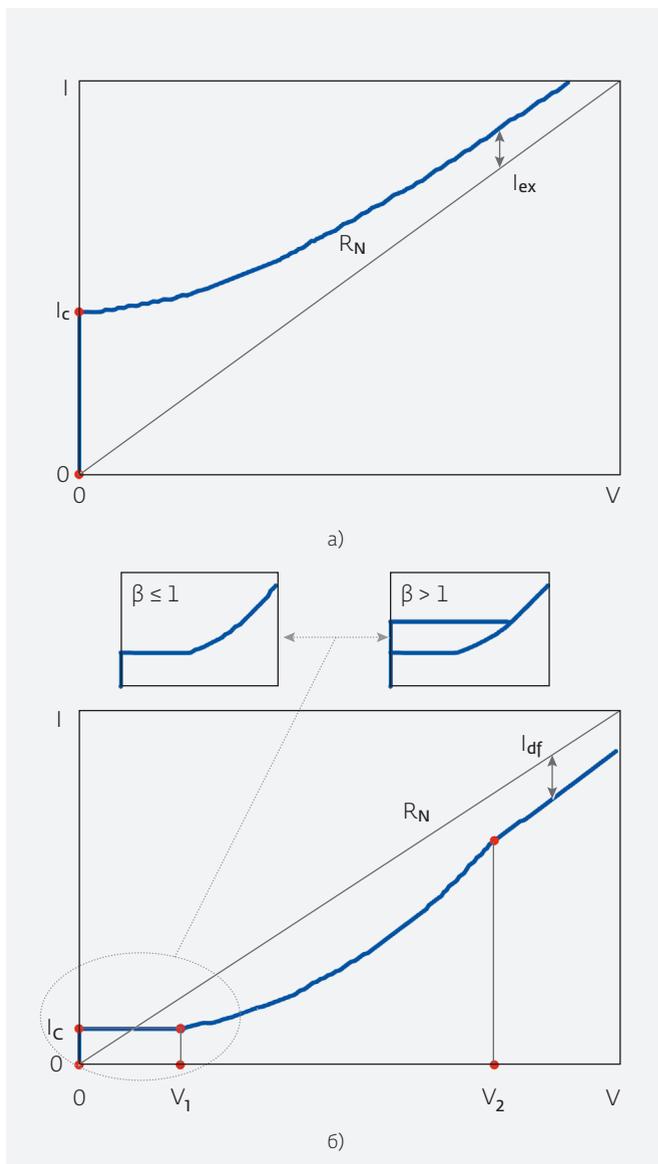


Рис.6. Формы ВАХ джозефсоновских переходов SNS-типа (а) и SDS-типа (б)

Форма ВАХ переходов SDS-типа (рис.6б) существенно отличается от переходов SIS- и SNS-типов. Сразу после критического тока при $V > 0$ на ВАХ имеется участок близкий к горизонтальному без гистерезиса для $\beta \leq 1$ либо с небольшим гистерезисом для $\beta > 1$. Далее между значениями V_1 и V_2 , где V_2 примерно соответствует напряжению суммарной щели, участок ВАХ описывается выражением, полученным в работе [9]:

$$I = \sigma_n V + \beta_n V^{7/3}, \quad (5)$$

где коэффициенты σ_n и β_n зависят от концентрации примеси в кремниевой прослойке. Выше V_2

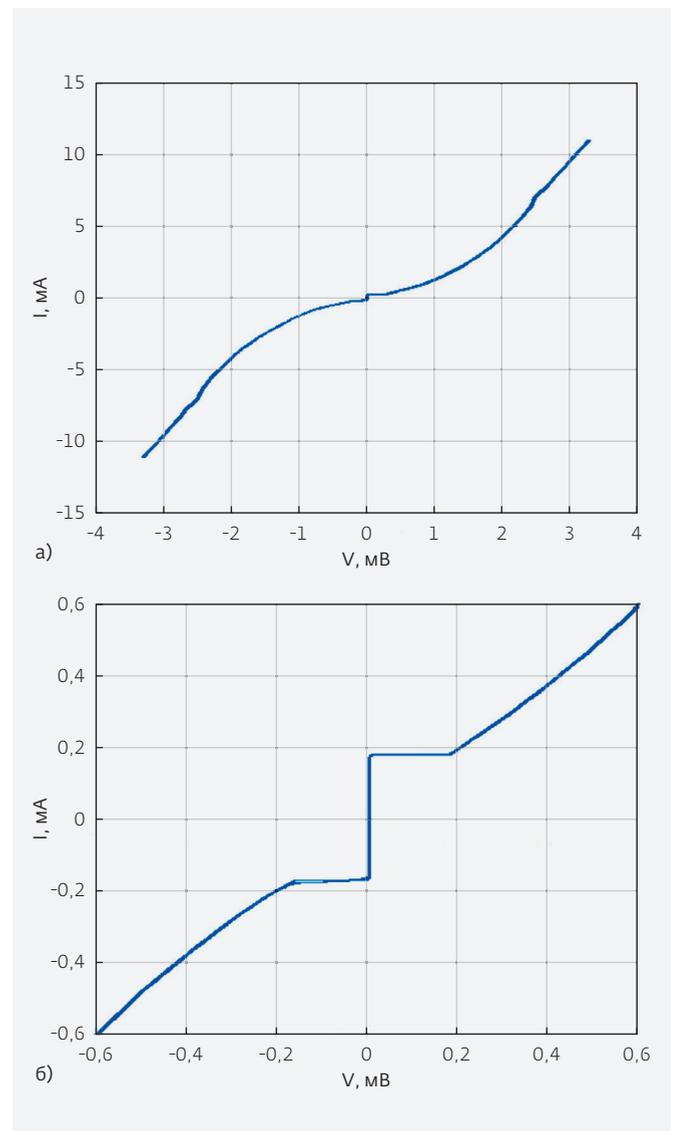


Рис.7. Типичная ВАХ экспериментального образца джозефсоновского перехода SDS-типа (а) и ее начальный участок в увеличенном масштабе (б)

расположен резистивный участок ВАХ и имеется недостаток тока I_{df} , который подчеркивает конкуренцию двух механизмов транспорта тока. На рис.7 показана типичная экспериментальная ВАХ джозефсоновского перехода SDS-типа ($\beta \approx 1$) в разном масштабе развертки по току.

Области применения джозефсоновских переходов SDS-типа

Джозефсоновские переходы SDS-типа прежде всего были реализованы при создании СПИС программируемого джозефсоновского эталона Вольта (ПДЭВ) (Programmable Josephson Voltage Standard, PJVS), а также эталона переменного напряжения и синтезатора эталонных сигналов специальной формы. Для создания таких эталонов требуются переходы, во-первых, с однозначной ВАХ, а во-вторых, с большими значениями V_c . В современной метрологии наиболее часто используются два диапазона опорных частот 70 и 90 ГГц, поэтому переходы SNS-типа вследствие малых характерных напряжений

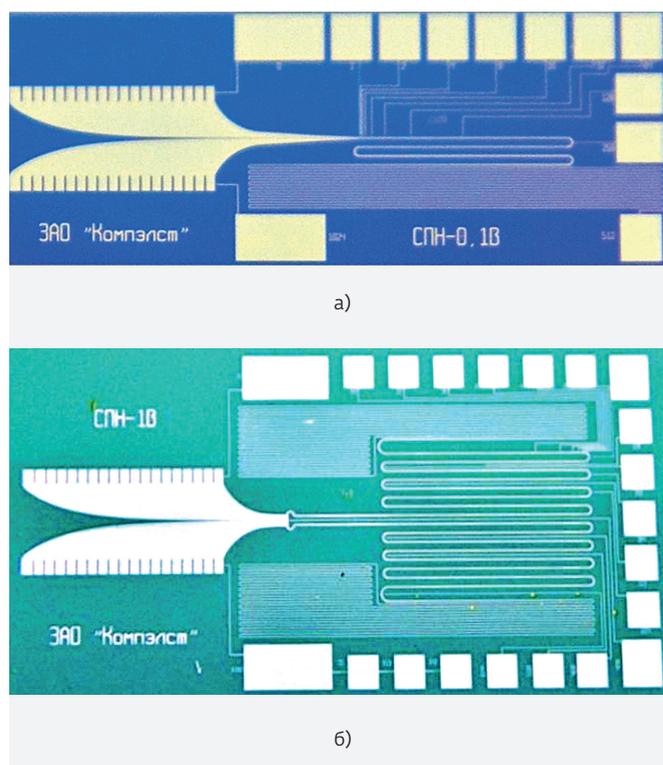


Рис.8. Кристаллы СПИС программируемых эталонов вольта на основе джозефсоновских переходов SDS-типа на 0,1 В (1024 перехода) (а) и на 1 В (8192 перехода) (б). Площади кристаллов – $6 \times 15 \text{ мм}^2$ и $8 \times 15 \text{ мм}^2$, соответственно

оказались непригодными для создания программируемого эталона Вольта.

На рис.8 показаны кристаллы СПИС на основе переходов SDS-типа для программируемого эталона Вольта на 0,1 В, разработанные совместно ФГУП "НИИФП им. Ф.В.Лукина", ЗАО "Компэлст" и ВНИИМС. СПИС содержат соответственно 1024 и 8192 джозефсоновских переходов Nb/ α -Si/Nb [30, 31]. При разработке СПИС реализована щелевая линия открытого типа для распространения мощности эталонной частоты. Такая конструкция по сравнению с микрополосковой линией позволила значительно упростить технологию изготовления СПИС. По обеим сторонам щелевой линии расположены цепочки джозефсоновских переходов, разбитые на бинарные группы, так что по структуре созданные СПИС представляют собой 11- и 14-разрядные ЦАП соответственно. Кроме цепочек переходов

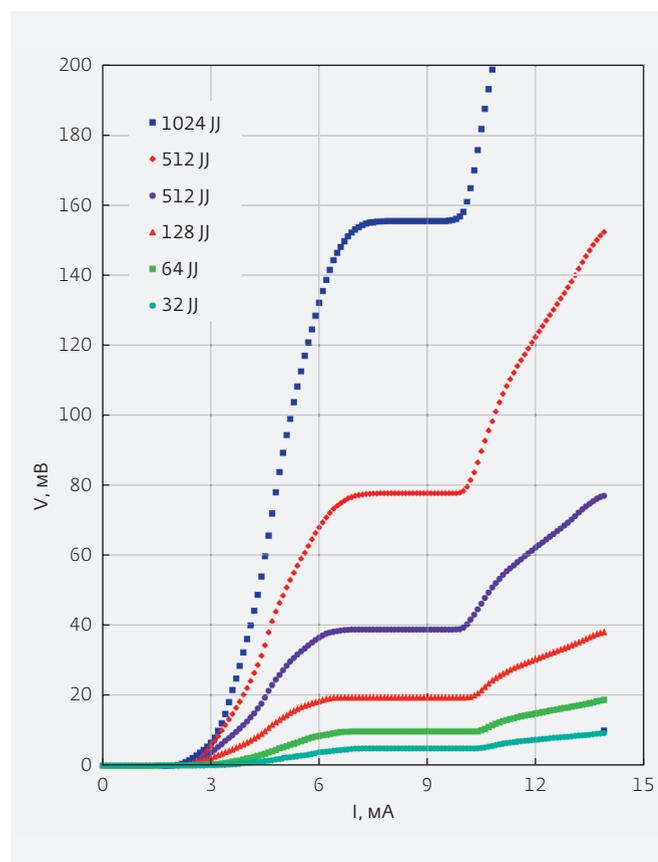


Рис.9. ВАХ для шести старших разрядов СПИС программируемого эталона вольта на 0,1 В на основе джозефсоновских переходов SDS-типа при воздействии СВЧ-излучения на частоте 75 ГГц (ВАХ для младших разрядов не показаны из-за неразличимости при данном масштабе по напряжению)

СПИС содержат СВЧ-антенну типа *fin-line*, согласованную с волноводным трактом 4-мм диапазона, и согласованную нагрузку в конце щелевой линии, а СПИС на 1 В дополнительно содержит Т-разветвитель СВЧ-мощности.

На рис.9 показаны ВАХ шести старших разрядов СПИС программируемого эталона на 0,1 В при воздействии частоты 75 ГГц (ВАХ младших разрядов не показаны из-за неразличимости при данном масштабе по напряжению). Под действием СВЧ-излучения на ВАХ джозефсоновского перехода в соответствии с нестационарным эффектом Джозефсона возникают токовые ступени Шапиро. Достигнутые амплитуды ступеней в цепочках переходов SDS-типа превышают 1 мА, чем обеспечивается надежная и стабильная работа СПИС. Устанавливая рабочую точку в области ступеней и получая таким образом набор импульсов эталонной амплитуды, можно синтезировать переменное напряжение с высокой точностью.

Другой областью применения джозефсоновских переходов Nb/ α -Si/Nb является радиометрия в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах. Ранее на переходах Nb/ α -Si/Nb были получены NEP $3 \cdot 10^{-15}$ Вт/Гц^{1/2} на частоте 38 ГГц и $8 \cdot 10^{-14}$ Вт/Гц^{1/2} на частоте 75 ГГц [29]. В настоящее время развитая технология позволяет создавать радиометры на основе линейных и матричных приемников с переходами SDS-типа, причем разрешение по температуре (флуктуационная чувствительность) в диапазоне 10–100 ГГц может достигать 0,005–0,05К соответственно в зависимости от постоянной интегрирования и температуры фонового излучения [32].

ПТ-СКВИДы на основе джозефсоновских переходов SDS-типа с однозначной ВАХ незначительно уступают по шумовым характеристикам СКВИДам на основе шунтированных переходов SIS-типа. Разработанные многопетлевые ПТ-СКВИДы с переходами SDS-типа могут быть эффективно использованы в магнитометрических системах любого назначения [33].

Наиболее широкое применение джозефсоновские переходы SDS-типа могут получить при создании СПИС быстрой одноквантовой логики. Действительно преимущество переходов SDS-типа перед переходами SIS-типа очевидно. Нет необходимости во внешнем шунтирующем резисторе, который не только увеличивает площадь элементарной ячейки схемы, но и вносит дополнительную индуктивность.

ПЕРСПЕКТИВА РАЗВИТИЯ ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ ПЕРЕХОДОВ

Дальнейшее развитие джозефсоновских переходов любых типов обусловлено двумя основными тенденциями развития электроники. Первая связана с общей тенденцией уменьшения размеров в плане, т.е. с переходом на наноразмерные топологические нормы. С одной стороны, уменьшение размеров в плане дает явные преимущества в снижении емкости перехода и получении безгистерезисных ВАХ для переходов SIS- и SDS-типов, а также позволяет увеличить плотность интеграции в СПИС и повысить их быстродействие. С другой стороны, возникает ряд задач, которые необходимо решить и которые требуют проведения дополнительных экспериментальных исследований, включая следующие.

1. С уменьшением топологических размеров сверхпроводящих шин $w < \lambda_L$ необходимо также уменьшать и толщину шин, так что $t \approx w$. В этом случае электроды джозефсоновского перехода уже нельзя считать массивными и необходимо провести дополнительные исследования влияния эффекта близости на характеристики джозефсоновского перехода.
2. Желательно, чтобы наноразмерные джозефсоновские переходы имели достаточно большие критические токи, необходимые для практического применения. Это требует разработки воспроизводимой технологии формирования джозефсоновских переходов с $j_c \leq 10^5$ А/см² (10^3 мкА/мкм²). При этом плотность критического тока электродов должна быть не хуже 10^6 – 10^7 А/см².
3. С увеличением плотности интеграции в СПИС необходимо учитывать взаимное влияние джозефсоновских элементов схемы друг на друга и принимать необходимые меры для подавления этого влияния.

Вторая тенденция связана с развитием вычислительной техники и требованием построения эффективной и надежной элементной базы памяти, создание которой невозможно с использованием традиционных джозефсоновских переходов. Для решения этой проблемы необходимо создать джозефсоновский переход, который имел бы по крайней мере два стабильных энергетически независимых состояния с большим и малым критическим током. Фактически необходимо разработать такую прослойку, в которой механизм транспорта тока зависел бы от акта внешнего воздействия. Решение проблемы было найдено благодаря недавно теоретически

разработанным и экспериментально полученным джозефсоновским переходам с ферромагнитной прослойкой (SFS-тип) [34–36].

Благодаря сочетанию сверхпроводника и слабо ферромагнетика джозефсоновские переходы SFS-типа обладают уникальными свойствами. Выбор эффективной толщины прослойки ферромагнетика обеспечивает сдвиг фазы сверхтока на π , что дает возможность использовать это свойство при построении логических схем. Небольшое изменение намагниченности прослойки во внешнем магнитном поле позволяет

эффективно управлять величиной критического тока. Два состояния джозефсоновского перехода с минимальным и максимальным I_c соответствуют логическим "0" и "1", причем оба состояния являются стабильными во времени.

Наилучшие результаты по разработке и исследованию SFS джозефсоновских переходов достигнуты сегодня в переходах SISFS-типа [37, 38], где S – базовый сверхпроводящий электрод, I – туннельно-тонкий изолятор, s – относительно тонкий промежуточный электрод из того же S-материала, F – слабый металлический ферромагнетик.

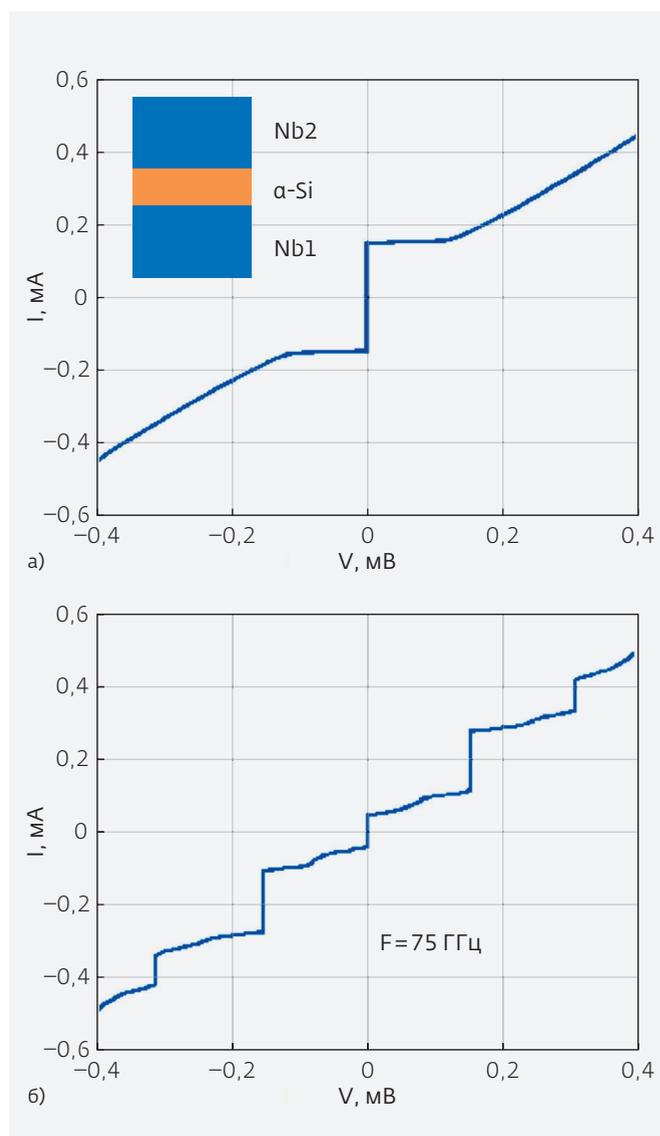


Рис.10. ВАХ контрольного образца джозефсоновского перехода SDS-типа (а) и при воздействии СВЧ-излучения на частоте 75 ГГц (б). Толщина α -Si-прослойки $d = 8$ нм, площадь перехода 9×9 мкм²

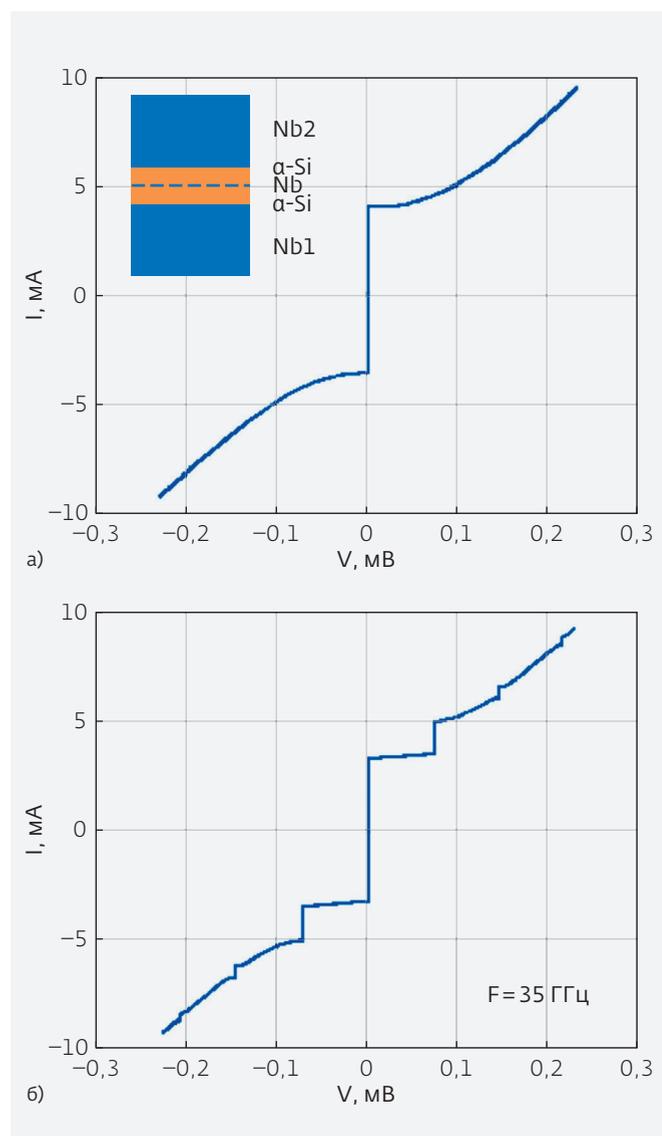


Рис.11. ВАХ джозефсоновского перехода со вставленным в центр α -Si-прослойки атомарным слоем Nb (а) и при воздействии СВЧ-излучения на частоте 35 ГГц (б). Толщины α -Si-слоев $d_1 = 4$ нм, $d_2 = 4$ нм, площадь перехода 9×9 мкм²

Джозефсоновские переходы SISFS-типа были реализованы на основе сверхпроводниковой гетероструктуры Nb/Al/AlO_x/Nb/Pd_{0,99}Fe_{0,01}/Nb.

По сравнению с переходами SFS-типа нормальное сопротивление перехода SISFS-типа стало больше за счет использования слоя изолятора, и в целом параметры улучшились. Однако наиболее существенные недостатки сохранились. Так же, как и переходы SIS-типа, эти переходы обладают большой емкостью и требуют внешнего шунтирования. Использование металлического слоя ферромагнетика приводит к сильному подавлению сверхпроводимости в электродах, что не позволяет достичь высоких значений характерного напряжения и, соответственно, высоких частот переключения. Кроме того, формирование сложной составной прослойки с прецизионно тонкими слоями (нано-слоями) требует применения двух разных технологий формирования I- и F-слоев.

Наиболее качественные параметры джозефсоновских переходов SFS-типа могут быть получены на основе переходов Nb/ α -Si/Nb за счет модификации α -Si-прослойки путем введения F-примеси либо введения дополнительного F-слоя. Предпосылкой к этому послужили недавно проведенные исследования по модификации α -Si-прослойки путем введения дополнительного слоя металла, существенно повлиявшего на механизм транспорта тока. В эксперименте был выбран материал α -Si-прослойки с пониженной концентрацией W, чем обеспечивалось образование каналов неупругого резонансного туннелирования для нормальных электронов и квазиодномерных каналов с металлической проводимостью для сверхтока. В зависимости от соотношения количества таких каналов в прослойке могут меняться свойства джозефсоновских переходов и вид их ВАХ.

Эксперимент состоял в следующем. Были изготовлены две пластины с джозефсоновскими переходами в едином вакуумном цикле и с одинаковыми режимами формирования материалов Nb-электродов и α -Si-прослойки. Отличие состояло в том, что на второй пластине точно по центру α -Si-прослойки был вставлен атомарно тонкий слой Nb, при этом суммарная величина двух половинок α -Si-прослойки оставалась равной толщине α -Si-прослойки переходов на контрольной пластине. Результаты измерения ВАХ полученных переходов представлены на рис.10, 11. В среднем по пластине величина критического тока переходов увеличилась в 40 раз, R_N уменьшилось

в 70 раз, а V_c уменьшилось в 1,8 раза по сравнению с переходами контрольной пластины. При этом, как видно из рисунка, изменилась и форма характеристик. ВАХ переходов экспериментальной пластины (рис.11) стала близка к типичной форме ВАХ переходов SNS-типа (на контрольной пластине переходы SDS-типа) (рис.10). Это свидетельствует о том, что благодаря наличию промежуточного атомарного слоя Nb число квазиодномерных каналов с металлической проводимостью, замыкающих оба электрода, резко возросло. Заменяя атомарно тонкий слой Nb на слой слабого ферромагнетика, можно ожидать получение джозефсоновского перехода с новыми уникальными свойствами и с электрическими параметрами, пригодными для применения в СПИС памяти.

* * *

Таким образом, электрофизические свойства прослойки определяют механизм транспорта тока и, соответственно, характеристики джозефсоновского перехода и вид его ВАХ. Наличие или отсутствие емкостного гистерезиса на ВАХ соотносится с величиной безразмерного параметра β , характеризующего геометрическую емкость перехода. Фактически в форме ВАХ полностью отражены все свойства многослойной сверхпроводниковой гетероструктуры, включая свойства прослойки, качество сверхпроводниковых электродов и состояние границ раздела. Подбирая прослойку, которая обеспечивает тот или иной механизм транспорта тока, можно реализовать джозефсоновские переходы SIS-, SNIS-, SNS-, SDS-, SFS-типов. Многообразие форм ВАХ позволяет выбрать джозефсоновский переход, оптимально удовлетворяющий конкретному практическому применению.

Дальнейшее развитие джозефсоновских переходов потребует проведения дополнительных экспериментальных и теоретических исследований. Например, минимизация размеров джозефсоновских переходов неизбежно приведет к необходимости учета одноэлектронных эффектов, а модификация прослойки – к эффективному управлению критическим током.

Производство СПИС на основе джозефсоновских переходов требует количественного межоперационного и выходного контроля не только параметров функциональных элементов СПИС, но и параметров самих джозефсоновских переходов. Поэтому было бы чрезвычайно полезно иметь программу, моделирующую ВАХ

джозефсоновского перехода, использующую различные модели и учитывающую различные механизмы транспорта тока. Такая программа позволила бы по особым точкам и отдельным участкам характеристики оперативно проводить сравнение экспериментальной ВАХ с расчетной. При этом расчетная ВАХ должна учитывать параметры сверхпроводниковой гетероструктуры и размеры джозефсоновского перехода. Без введения автоматизированного контроля ВАХ невозможно эффективно управлять всеми технологическими процессами как при формировании сверхпроводниковой гетероструктуры, так при изготовлении СПИС в целом.

В заключение автор выражает глубокую благодарность А.И.Козлову, А.А.Гогину, А.Н.Самусю, И.Я.Краснополю за помощь в подготовке образцов и проведении измерений, а также М.Ю.Куприянову за полезные обсуждения экспериментальных результатов.

ЛИТЕРАТУРА.

1. **Landauer R.** Irreversibility and heat generation in the computing process. – IBM Journal of Research and Development, 1961, v.5, p.183–191.
2. **Bennett C.H.** Logical reversibility of computation. – IBM Journal of Research and Development, 1973, v.17, №6, p.525–532.
3. **Mukhanov O.A., Semenov V.K., Li W. et al.** – A superconductor high-resolution ADC. – IEEE Trans. on Appl. Supercond., 2001, v.11, p.601.
4. **Koshelets V.P., Shitov S.V.** Integrated Superconducting Receivers. – Superconductor Science and Technology, 2000, v.13, p.R53–R69.
5. **Лихарев К.К., Ульрих Б.Т.** Системы с джозефсоновскими контактами. – М.: Изд. Московского Университета, 1978. 446 с.
6. **Кулик И.О., Янсон И.К.** Эффект Джозефсона в сверхпроводящих туннельных структурах. – М.: Наука, 1970. 276 с.
7. **Uvarov O.V., Kiselev N.A., Balytchenko A.A., Gudkov A.L.** TEM of NbI/a-Si/NbII Josephson junction structures. – Inst. Phys. Conf. 1988, Ser. No.93: v.2. Chap.3. Paper presented at EUREM 88. York. England. p.127–128.
8. **Крылов М.В., Сурис Р.А.** Туннелирование электронов сквозь слои со статистически неровными поверхностями. – ЖЭТФ, 1985, т.88, №6, с.2204–2211.
9. **Гудков А.Л., Куприянов М.Ю., Самусь А.Н.** Свойства планарных джозефсоновских переходов Nb/ α -Si/Nb с различной степенью легирования α -Si-прослойки. – ЖЭТФ, 2012, т.141, вып.5, с.939–952.
10. **Голубов А.А., Куприянов М.Ю., Лукичев В.Ф., Орликовский А.А.** Критическая температура SN-сэндвича. – МЭ. 1983, т.12, №4, с.355–362.
11. **Голубов А.А., Куприянов М.Ю., Лукичев В.Ф.** Теория эффекта Джозефсона в туннельных структурах SNINS- и SNIS-типов. – ФНТ, 1984, т.10, №8, с.799–811.
12. **Голубов А.А., Куприянов М.Ю.** Эффект Джозефсона в туннельных SNINS- и SNIS-структурах с конечной прозрачностью SN-границ. – ЖЭТФ, 1989, т.96, вып.4(10), с.1420–1434.
13. **Dmitriev P.N., Ermakov A.B., Kovalenko A.G., Koshelets V.P., Iosad N.N., Golubov A.A., Kupriyanov M.Yu.** Niobium tunnel junctions with multi-layered electrodes. – IEEE Trans. On Appl. Supercond, 1999, v.9, №2, p.3970–3973.
14. **Shitov S.V., Koshelets V.P., Kovtonyuk S.A., Ermakov An.B., Whyborn N.D. and Lindstrom C.-O.** Ultra-low-noise 100 GHz Receiver Based on Parallel Biased SIS Arrays. – Supercond. Sci. Technol., 1991, v.4, p.406–408.
15. **Karpov A., Blondell J., Voss M., Gundlach K.H.** Four photons sensitivity heterodyne detection of submillimeter radiation with superconducting tunnel junctions. – IEEE Trans on Appl. Superconductivity, 1995, v.5, №2, p.3304–3307.
16. **Gaidis M.C., Leduc H.G., Mei Bin, Miller D., Stern J.A., and Zmuidzinis J.** Characterisation of Low Noise Quasi-Optical SIS Mixers for the Submillimeter Band. – IEEE Transactions of Microwave Theory and Techniques, 1996, p.1130–1139.
17. **Koshelets V.P., Shitov S.V., Filippenko L.V., Baryshev A.M., Luinge W., Golstein H., H. van de Stadt, Gao J.R., de Graauw T.** An Integrated 500 GHz Receiver with Superconducting Local Oscillator. – presented at ASC-96, Pittsburgh, USA, report ET-6, 1996. IEEE Trans. on Appl. Supercond., 1997, v.7, p.2905–2908.
18. **Вакс В.Л., Балакирев В.Ю., Панин А.Н., Приползин С.И., Кошелец В.П., Киселев О.С.** Разработка физических принципов построения и реализации спектрометра диапазона 500–700 ГГц со сверхпроводниковым интегральным приемником. – ФТТ, 2010, т.52, вып.11, с.100–2103.
19. **Гудков А.Л., Гогин А.А., Козлов А.И., Самусь А.Н., Краснополин И.Я.** Эталон напряжения постоянного тока. Сверхпроводниковая ИС на основе переходов Джозефсона. – Электроника: НТБ, 2007, №6, с.90–93.

20. **Гудков А.Л., Гогин А.А., Козлов А.И., Самусь А.Н., Краснополин И.Я.** Проектирование СПИС преобразователя частота-напряжение для эталона Вольта на основе цепочек джозефсоновских переходов. – Сборник трудов IV Всероссийской научно-технической конференции "Проблемы разработки перспективных микро- и наноэлектронных систем – 2010" (МЭС-2010), с.624-627.
21. **Mukhanov O., Gupta D., Kadin A. and Semenov V.** Superconductor analog-to-digital converters. – Proc. IEEE, 2004, v.92, p.1564-1584.
22. **Inamdar A., Rylov S., Sahu A., Sarwana S., and Gupta D.** Quarter-rate superconducting modulator for improved high resolution analog-to-digital converter. – IEEE Trans. Applied Superconductivity, 2007, v.17, №2, p.446-450.
23. **Gupta D., Filippov T.V., Kirichenko A.F., Kirichenko D.E., Vernik I.V., Sahu A., Sarwana S., Shevchenko P., Talalaevskii A. and Mukhanov O.A.** Digital channelizing radio frequency receiver. – IEEE Trans. Appl. Supercond., 2007, v.17, №2, p.430-437.
24. **Голубов А.А., Куприянов М.Ю.** Эффект Джозефсона в туннельных SNINS- и SNIS-структурах с конечной прозрачностью SN-границ. – ЖЭТФ, 1989, т.96, вып.4, с.1420-1434.
25. **Benz S.P., Hamilton C.A., Burroughs C.J., Harvey T.E. and Christian L.A.** Stable 1-volt programmable voltage standard. – Appl. Phys. Lett., Sep, 1997, v.71, №13, p.1866-1868.
26. **Shoji A., Yamamori H., Ishizaki M., Benz S.P. and Dresselhaus P.D.** NbN-based digital-to-analog converters for a programmable Josephson voltage standard. – IEEE Trans. Applied Supercond., 2003, v.13, №2, p.919-921.
27. **Гудков А.Л., Махов В.И., Самусь А.Н., Тябликов А.В.** Высокоомные джозефсоновские структуры на основе поликристаллического Si. – Письма в ЖТФ, 1981, т.7, вып.8, с.502-506.
28. **Гудков А.Л., Куприянов М.Ю., Лихарев К.К.** Свойства джозефсоновских переходов с прослойкой из легированного кремния. – ЖЭТФ, 1988, т.94, вып.7, с.319-332.
29. **Kulikov V.A., Matveets L.V., Gudkov A.L., Laptev V.N., Makhov V.I.** A mm-wave radiometer with planar Nb/a-Si/Nb Josephson junction. – IEEE Trans. on Magn. MAG-27, 1991, №2, p.2468-2471.
30. **Гудков А.Л., Катков А.С., Козлов А.И., Краснополин И.Я., Самусь А.Н.** СПИС программируемого эталона Вольта и перспектива развития элементной базы. – Приборы, 2011, №11 (137), с.19-25.
31. **Гудков А.Л., Козлов А.И., Самусь А.Н., Краснополин И.Я.** Проектирование СПИС-преобразователя частота-напряжение для программируемого эталона Вольта. – Сборник трудов V Всероссийской научно-технической конференции "Проблемы разработки перспективных микро- и наноэлектронных систем – 2012" (МЭС-2012), 2012, с.643-648.
32. **Гудков А.Л., Ильин В.А., Лаптев В.Н., Махов В.И., Сёмин И.А., Эткин В.С.** Детектирование СВЧ-излучения с помощью торцевых джозефсоновских переходов. – Письма в ЖТФ, 1988, т.14, вып.9, с.826-830.
33. **Гудков А.Л., Гогин А.А., Козлов А.И., Самусь А.Н.** Проектирование СПИС многопетлевого ПТ-Сквида для сверхпроводниковых многоканальных магнитометрических и градиентометрических систем. – Сборник трудов IV Всероссийской научно-технической конференции "Проблемы разработки перспективных микро- и наноэлектронных систем – 2010" (МЭС-2010), 2010, с.628-631.
34. **Karminskaya T.Yu., Golubov A.A., Kupriyanov M.Yu. and Sidorenko A.S.** Josephson effect in superconductor/ferromagnet structures with a complex weak-link region. – Physical Review B – Condensed Matter and Materials Physics, 2010, 81(21):214518-1-214518-13.
35. **Karminskaya T.Yu., Golubov A.A. and Kupriyanov M.Yu.** Anomalous proximity effect in spin-valve superconductor/ferromagnetic metal/ferromagnetic metal structures. – Physical Review B – Condensed Matter and Materials Physics, 2011, 84(6):064531-1-064531-5.
36. **Больгинов В.В., Столяров В.С., Собанин Д.С., Карпович А.Л., Рязанов В.В.** Магнитные переключатели на основе джозефсоновских переходов Nb-PdFe-Nb с магнитомягкой ферромагнитной прослойкой. – Письма в ЖЭТФ, 2012. т.95, вып.7, с.408-413.
37. **Larkin T.I., Bol'ginov V.V., Stolyarov V.S., Ryazanov V.V., Vernik I.V., Tolpygo S.K., Mukhanov O.A.** Ferromagnetic Josephson switching device with high characteristic voltage. – Appl. Phys. Lett., 2012, v.100, 222601.
38. **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. and Golubov A.A.** Theoretical model of superconducting spintronic SISFS devices. – Appl. Phys. Lett, 2013, v.102, 192603.