

**УЧРЕЖДЕНИЕ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК
ИСТИТУТ РАДИОТЕХНИКИ И ЭЛЕКТРОНИКИ
им. В.А. КОТЕЛЬНИКОВА РАН**

На правах рукописи

ДМИТРИЕВ Павел Николаевич

**РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ НОВЫХ ТИПОВ
СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ ТУННЕЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ ДЛЯ
ПРИЕМНЫХ СВЧ УСТРОЙСТВ**

(01.04.01 – приборы и методы экспериментальной физики)

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук.

Научный руководитель: д.ф.-м.н., проф. Кошелец В.П.

МОСКВА - 2009

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ

Глава 1. Обзор области исследования.....	10
1.1 <i>Эффекты Джозефсона.....</i>	<i>10</i>
1.2 <i>Типы слабосвязанных структур.....</i>	<i>14</i>
1.3 <i>Выбор материалов для планарных СИС структур.....</i>	<i>22</i>
1.4 <i>Технология изготовления СИС переходов методом селективного травления.....</i>	<i>25</i>
1.5 <i>Определение основных параметров СИС переходов.....</i>	<i>30</i>
1.6 <i>СИС переходы в СВЧ приёмных устройствах на основе квазичастичной нелинейности.....</i>	<i>33</i>
1.7 <i>Постановка задачи исследования.....</i>	<i>37</i>
Глава 2. Эффект близости в структурах Nb/Al-AlO_x/Nb.....	40
2.1 <i>Микроскопическая теория туннельного эффекта для СНИС структур.....</i>	<i>40</i>
2.2 <i>Методика проведения эксперимента.....</i>	<i>43</i>
2.3 <i>Влияние толщины нижнего электрода на параметры СИС переходов.....</i>	<i>45</i>
2.4 <i>Влияние толщины слоя барьерного алюминия на параметры СИС переходов.....</i>	<i>48</i>
2.5 <i>Структуры с дополнительным слоем алюминия в нижнем электроде.....</i>	<i>51</i>
Глава 3. Туннельные джозефсоновские СИС переходы на основе структур Nb/Al-AlN_x/Nb и Nb/Al-AlN_x/NbN.....	54
3.1 <i>Барьер Al-AlN_x.....</i>	<i>54</i>
3.2 <i>Методика проведения эксперимента.....</i>	<i>56</i>

3.3	<i>СИС переходы на основе структуры Nb/Al-AlN_x/Nb</i>	59
3.4	<i>СИС переходы на основе структуры Nb/Al-AlN_x/NbN</i>	62
3.5	<i>Сверхпроводниковый генератор гетеродина на основе структуры Nb/Al-AlN_x/NbN</i>	65
Глава 4. Туннельные джозефсоновские СИС-переходы на основе структуры NbN/MgO/NbN		72
4.1	<i>Свойства плёнок NbN и СИС структуры на их основе</i>	72
4.2	<i>Методика проведения эксперимента</i>	77
4.3	<i>СИС переходы на основе структуры NbN/MgO/NbN</i>	80
Заключение		82
Работы автора по теме диссертации		84
Список литературы		89

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы

Одним из наиболее перспективных и активно развивающихся направлений современной сверхпроводниковой микроэлектроники является создание сверхчувствительных приёмных устройств миллиметрового и субмиллиметрового диапазона длин волн на основе джозефсоновских туннельных переходов сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник (СИС переходы). Благодаря высокой нелинейности характеристик, низкому уровню собственных шумов, чрезвычайно малыми временами переключений из сверхпроводящего состояние в нормальное и криогенным рабочим температурам стало возможным создание устройств, предельная чувствительность которых ограничена только лишь квантовым пределом. Такие приёмные устройства являются наиболее чувствительными во всём миллиметровом и субмиллиметровом диапазоне длин волн. В настоящий момент уже созданы устройства с шумовой температурой лишь в несколько раз превосходящими квантовый предел, что на порядок ниже, чем, например, у приемников на основе диодов Шоттки. Такие устройства являются незаменимыми в области радиоастрономии, мониторинга окружающей среды, медицины и биологических исследований.

Использование длинных джозефсоновских переходов, работающих в режиме вязкого течения магнитных вихрей, в качестве генератора гетеродина позволяет создавать компактные интегральные приёмные устройства, которые наилучшим образом подходят для приемных систем бортового базирования.

Известно много типов слабосвязанных джозефсоновских структур, однако наибольшее применение в современной низкотемпературной сверхпроводниковой электронике получили туннельные переходы на основе структуры Nb/Al-AlO_x/Nb. В настоящий момент уже разработана и успешно используется надёжная технология изготовления высококачественных

туннельных джозефсоновских переходов на основе этой структуры со стабильными и хорошо воспроизводимыми параметрами, благодаря чему стало возможно создание реальных приёмных устройств с уникальными СВЧ характеристиками.

Однако дальнейшее развитие сверхпроводниковой СВЧ электроники предъявляет всё более высокие требования к параметрам и качеству туннельных структур, а так же к более глубокому пониманию протекающих в них физических процессов. Для реализации приборов с новыми рекордными характеристиками необходима разработка новых видов технологических процессов, позволяющих изготавливать переходы высокого качества с предельными параметрами и чрезвычайно высокой плотностью туннельного тока (более 10 кА/см²). Для дальнейшего продвижения в область более высоких рабочих частот, необходим поиск новых материалов с более высокими значениями критической температуры по сравнению с ниобием. В настоящее время наиболее подходящими кандидатами для этой цели являются структуры на основе плёнок NbN и NbTiN с использованием искусственных барьеров из AlN и MgO.

Цель работы

Целью данной диссертационной работы являлось:

- Изучение влияния толщины нормального слоя барьерного алюминия и толщины нижнего ниобиевого электрода в структуре Nb/Al-AlO_x/Nb на основные характеристики туннельных джозефсоновских переходов и сравнение полученных результатов с теоретическими расчётами, сделанными на основе микроскопической теории близости. Изучение влияния дополнительного слоя алюминия в нижнем ниобиевом электроде на характеристики переходов и разработка технологии изготовления переходов с минимальным значением так называемой «коленообразной особенности» вольтамперных характеристик СИС переходов.

- Разработка технологии изготовления высококачественных СИС переходов на основе структур Nb/Al-AlN_x/Nb и Nb/Al-AlN_x/NbN с плотностью туннельного тока более 10 кА/см² методом нитридации барьерного алюминия в высокочастотном плазменном разряде в среде чистого азота. Изучение влияния различных технологических параметров процесса нитридации на характеристики переходов. Разработка технологии изготовления переходов с высокой плотностью тока и более высоким значением щелевого напряжения V_g на основе структуры Nb/Al-AlN_x/NbN.

- Разработка технологии изготовления СИС переходов на основе плёнок NbN в качестве обоих электродов туннельных джозефсоновских структур с использованием искусственного барьера из MgO.

Научная новизна

- Было проведено комплексное исследование вольтамперных характеристик туннельных джозефсоновских переходов на основе структуры Nb/Al-AlO_x/Nb, впервые систематически изучено влияние толщин различных слоёв структуры на вольтамперные характеристики СИС-переходов, проведено сравнение с теоретическими зависимостями, построенными на базе микроскопической теории близости.

- Впервые был разработан и изготовлен криогенный генератор гетеродина на основе длинного джозефсоновского Nb/Al-AlN_x/NbN перехода для интегрального спектрометра субмиллиметровых длин волн с системой фазовой автоподстройки частоты.

Практическая ценность работы

- Разработана методика получения высококачественных СИС-переходов на основе структуры Nb/Al-AlO_x/Nb с использованием дополнительного слоя алюминия в базовом ниобиевом электроде с минимальным значением отношения величины тока коленаобразной особенности к скачку тока на щели $I_k/I_g = 0.02$ при значении размытия

щелевого напряжения δV_g менее 150 мкВ. Такие переходы могут быть успешно применены при создании СИС смесителей.

- Разработана методика нитридации барьерного алюминия в высокочастотном плазменном разряде в среде чистого азота. Получены переходы с рекордными, вплоть до 230 кА/см^2 , значениями плотности тока и значением щелевого напряжения $V_g = 3.7 \text{ мВ}$ для Nb/Al-AlN_x/NbN структур, что при переходе на субмикронные размеры СИС переходов позволит создавать приемные СВЧ устройства с рекордными характеристиками.

- Был создан и запатентован криогенный генератор гетеродина на основе длинного джозефсоновского Nb/Al-AlN_x/NbN перехода. Был реализован режим непрерывной перестройки частоты работы такого генератора в диапазоне 350-750 ГГц при автономной ширине излучения менее 5 МГц, что позволяет реализовывать режим фазовой автоподстройки частоты сверхпроводникового генератора. Благодаря высокому, по сравнению с переходами с верхним ниобиевым электродом, значению щелевого напряжения $V_g = 3.7 \text{ мВ}$, возможно потенциально повысить рабочую частоту генератора до 900 ГГц, что является чрезвычайно перспективным для многих применений интегральных спектрометров субмиллиметровых длин волн.. К настоящему времени совместно с Институтом космических исследований Нидерландов создан и испытан бортовой спектрометр для исследования атмосферы Земли в режиме наклонного зондирования - проект TELIS (Terahertz Limb Sounder).

- Разработана лабораторная методика изготовления СИС-переходов с использованием плёнок NbN в качестве обоих электродов туннельных джозефсоновских структур с использованием искусственного барьера из MgO со значениями щелевого напряжения V_g до 4.7 мВ, что потенциально позволяет использовать их в качестве СИС смесителей на частотах вплоть до 1.2 ТГц.

Основные положения, выносимые на защиту

- 1) Разработана и оптимизирована технология изготовления высококачественных СИС-переходов на основе структуры Nb/Al-AlO_x/Nb с дополнительным слоем алюминия в нижнем базовом ниобиевом электроде, что позволяет изготавливать переходы с минимальной величиной коленообразной особенности вольтамперных характеристик СИС переходов.
- 2) Разработана технология нитридации плёнок алюминия в высокочастотном плазменном разряде в среде чистого азота для использования их в качестве барьера в туннельных джозефсоновских СИС-переходах на основе структур Nb/Al-AlN_x/Nb и Nb/Al-AlN_x/NbN с высокой плотностью критического тока.
- 3) Разработана технология изготовления переходов на основе структуры NbN/MgO/NbN с более высокими, по сравнению с ниобиевыми переходами, значениями щелевого напряжения.

Вопросы авторства и публикация результатов

В работах [A1, A6] автором была оптимизирована технология изготовления СИС-переходов на основе структуры Nb/Al-AlO_x/Nb с дополнительным слоем алюминия в нижнем базовом ниобиевом электроде. Были изготовлены экспериментальные образцы с отношением величины тока коленообразной особенности к скачку тока на щели $I_k/I_g = 0.02$ при значении размытия щелевого напряжения δV_g менее 150 мкВ.

В работе [A2] автором было изготовлено и измерено несколько экспериментальных серий образцов СИС-переходов на основе структуры Nb/Al-AlO_x/Nb с различными значениями толщин слоев и различными площадями переходов. Был проведен систематический анализ полученных ВАХ и проведено сравнение полученных результатов с теоретическими кривыми, построенными на основе микроскопической теории эффекта близости. Была оптимизирована технология изготовления СИС-переходов на основе структуры Nb/Al-AlO_x/Nb с дополнительным слоем алюминия в

нижнем базовом ниобиевом электроде с целью получения высококачественных СИС переходов с минимальными значениями коленообразной особенности вольтамперных характеристик СИС переходов.

В работах [A3, A4, A8, A12-A15, A17, A18, A20 – A27] автор принимал участие в оптимизации технологии и изготовлении экспериментальных образцов с заданными параметрами.

В работах [A5, A7, A10, A11, A16] автор принимал участие в исследовании электрофизических свойств плёнок NbN, полученных методом реактивного магнетронного напыления в среде смеси аргона с азотом.

В работе [A9] автор принимал участие в оптимизации технологии изготовления СИС-переходов на основе структуры Nb/Al-AlO_x/Nb.

В работе [A19] была исследована, разработана и оптимизирована технология нитридации плёнок алюминия в высокочастотном плазменном разряде в среде чистого азота. Был изготовлен и измерен ряд экспериментальных серий СИС переходов на основе структур Nb/Al-AlN_x/Nb и Nb/Al-AlN_x/NbN. Было исследовано влияние различных технологических параметров на свойства СИС переходов. Получены зависимости плотности критического тока переходов от мощности плазменного разряда и времени нитридации.

Апробация работы

Результаты представленных в диссертации исследований докладывались на следующих международных и российских конференциях:

- Applied Superconductivity Conference (ASC' 98, 00, 02, 04, 06, 08)
- European Conference on Applied Superconductivity (EUCAS' 99, 01, 03, 05)
- International Superconductive Electronics Conference (ISEC'01, 03, 05)
- 19th International Symposium on Space Terahertz Technology (ISSTT-08)

Публикации

Основные результаты проведённых исследований опубликованы в 27 работах, список которых приведён на стр. 84 - 88.

Глава 1. Обзор области исследования

1.1 Эффекты Джозефсона

Наиболее интенсивное развитие сверхпроводниковой электроники началось после открытия эффектов Джозефсона. В 1962 году, опираясь на микроскопическую теорию сверхпроводимости Бардина-Купера-Шриффера (БКШ), Б. Джозефсон выдвинул предположение, что между двумя слабосвязанными сверхпроводниками возможно туннелирование не только нормальных электронов, но и квантовое туннелирование куперовских пар [1]. Куперовская пара состоит из двух электронов, имеющих противоположные спины и импульс. Следовательно, суммарный спин и импульс пары равен нулю, а заряд равен удвоенному заряду электрона. Поскольку спин каждой пары равен нулю, они являются бозе-частицами, подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна и образуют бозе-конденсат на одном нижнем энергетическом уровне.

Возникновение куперовской пары является результатом электрон-фононного взаимодействия и среднее расстояние между двумя электронами в паре, называемое длиной когерентности ξ_0 , равно:

$$\xi_0 = \frac{h v_F}{2\pi^2 \Delta(0)}, \quad \Delta(0) \approx 3.5 k T_c \quad (1.1)$$

где v_F - скорость электронов на поверхности Ферми ($\approx 10^8$ см/с), $\Delta(T)$ – ширина энергетической щели, характеризующая энергию связи электронов в паре. Для различных сверхпроводников это расстояние может принимать значения 10^{-7} - 10^{-5} см, что намного превышает среднее расстояние между парами, которое соизмеримо с межатомными расстояниями. Такое сильное пространственное перекрытие пар приводит к перекрытию и взаимной синхронизации их волновых функций. Поэтому весь сверхпроводящий

конденсат является когерентным по всему объему сверхпроводника и описывается единой волновой функцией ψ (параметром порядка):

$$\psi = \Delta \exp(i\chi) \quad (1.2)$$

Здесь Δ - амплитуда волновой функции, квадрат которой характеризует концентрацию куперовских пар, χ – фаза волновой функции.

При наличии слабой электрической связи между двумя сверхпроводящими электродами происходит частичное перекрытие их волновых функций, в результате чего сверхпроводниковые свойства распространяются на всю структуру, включая слабую связь. Таким образом, через такой контакт становится возможным протекание сверхтока. Однако значение плотности критического тока такой структуры на несколько порядков меньше плотности критического тока отдельных электродов. Величина постоянного сверхтока I_s между двумя слабосвязанными сверхпроводниковыми электродами является периодической функцией разности фаз волновых функций электродов $\varphi = \chi_1 - \chi_2$, называемой *джозефсоновской фазой* и в простейшем случае равна:

$$I_s = I_c \cdot \sin \varphi \quad (1.3)$$

где I_c – амплитуда сверхтока или критический ток слабой связи, которая зависит от геометрических размеров и природы слабой связи, материала электродов, рабочей температуры и других факторов. При протекании между слабосвязанными сверхпроводниковыми электродами постоянного тока $I < I_c$, разность потенциалов между ними равна нулю. Это явление получило название *стационарного эффекта Джозефсона* и представляет собой интерференцию волновых функций конденсата куперовских пар, где

сверхпроводящие электроды являются квантовыми когерентными источниками, и поэтому результирующий ток оказывается пропорциональным синусу разности фаз. Экспериментально этот эффект был обнаружен Андерсоном и Роуэллом в 1963 году [2].

Второе утверждение заключалось в том, что если между слабосвязанными сверхпроводящими электродами создать разность потенциалов V отличную от нуля, то слабая связь становится источником высокочастотных электромагнитных колебаний, называемых *джозефсоновской генерацией*. Возникновение колебаний связано с тем, что куперовские пары электронов, создающие сверхпроводящий ток, при переходе через слабую связь, приобретают избыточную по отношению к основному состоянию сверхпроводника энергию $2eV$. Единственная возможность для пары электронов вернуться в основное состояние — это излучить квант электромагнитной энергии $hf = 2eV$. Это явление получило название *нестационарного эффекта Джозефсона*.

Из основных законов квантовой механики следует фундаментальное соотношение Джозефсона, связывающее разность фаз волновых функций φ и напряжение на переходе V :

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{2eV}{h} \quad (1.4)$$

При $V = 0$ разность фаз φ постоянна и не обязательно равна нулю, и через слабую связь протекает ток конечной величины, максимальное значение которого равно I_c . Если к сверхпроводящим электродам приложено постоянное напряжение $V \neq 0$, то разность фаз будет изменяться по закону $\varphi = \varphi_0 + (2e/h)Vt$. Следовательно, в слабосвязанной структуре возникает переменный ток:

$$I_s = I_c \cdot \sin\left(\varphi_0 + \frac{2eV}{h}t\right) \quad (1.5)$$

с частотой $f = 2eV/h$. Соотношение между частотой возникающего тока и приложенным напряжением равно 483,6 МГц/мкВ. Впервые экспериментально джозефсоновская генерация наблюдалась И.К. Янсоном, В.М. Свистуновым и И.М. Дмитренко в 1964 году [3].

Существует также явление синхронизации джозефсоновских колебаний высокочастотным электромагнитным излучением от внешнего источника. В результате взаимодействия между приложенным высокочастотным излучением и переменным джозефсоновским током на вольтамперной характеристике слабосвязанной структуры появляются ступеньки тока при строго определённых значениях напряжений:

$$V_n = \frac{nh}{2e} \cdot f_r \quad (n = \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (1.6)$$

где f_r – частота внешнего излучения. Впервые это явление наблюдал Шапиро в 1963 году, что явилось первым доказательством существования нестационарного эффекта Джозефсона [4]. Таким образом, слабосвязанные сверхпроводниковые структуры могут быть как источником, так и детектором высокочастотного излучения.

Структуры, состоящие из двух слабосвязанных сверхпроводниковых электродов, в которых происходит перекрытие волновых функций электродов в области слабой связи, и возникают квантовые эффекты Джозефсона, получили название *джозефсоновских переходов* или *джозефсоновских контактов*. В настоящее время эффекты Джозефсона лежат в основе принципа действия подавляющего большинства современных сверхпроводниковых электронных устройств, а джозефсоновские переходы являются их основными активными элементами.

1.2 Типы слабосвязанных структур

К настоящему времени известно большое количество различных типов слабосвязанных структур, от физической природы которых сильно зависит характер протекающих в них процессов. Все их можно классифицировать по способу формирования слабой связи и по электрофизическим свойствам слабой связи.

По способу формирования слабой связи различают: *точечные контакты, мостиковые контакты и планарные многослойные структуры.*

В точечных контактах слабая связь реализуется в месте прижима острого сверхпроводящего электрода к сверхпроводящей плоскости второго электрода. Это может быть как чисто металлический контакт малой площади между двумя сверхпроводниками, так и контакт через тонкую прослойку из диэлектрика или нормального металла. Таким образом, реализуются различные типы джозефсоновских структур. При этом практически невозможно предсказать конфигурацию области контакта и получить структуры со строго определёнными параметрами. Область контакта во многом зависит от механических свойств сверхпроводниковых электродов, давления прижима между ними, степенью окисления и т.д. Главными недостатками таких контактов является практически полное отсутствие воспроизводимости, недостаточная стабильность и некоторая неопределённость в механизме связи. К тому же, из-за своих геометрических размеров, их нельзя использовать в современных микроэлектронных устройствах. Благодаря простоте изготовления, такие контакты широко использовались в 60-70-х годах прошлого столетия, как в низкочастотных, так и в высокочастотных устройствах, но в настоящее время не применяются.

Мостиковые контакты представляют собой тонкую плёнку, в которой две относительно большие сверхпроводниковые области соединены узким мостиком (перемычкой) из сверхпроводника, нормального металла или

сильнолегированного полупроводника. Для реализации джозефсоновских эффектов в таких структурах необходимо, чтобы длина перемычки была меньше или соизмерима с длиной когерентности материала плёнки ξ и имела, соответственно, размеры порядка 10 - 100 нм, что требует очень высокого разрешения литографических процессов при формировании структуры. К тому же, таким способом невозможно создавать джозефсоновские контакты с туннельным типом проводимости, которые представляют наибольший практический интерес, а только структуры, обладающие собственной проводимостью слабой связи. Поэтому такие контакты также не нашли широкого применения в современной сверхпроводниковой электронике.

В настоящее время наиболее широкое применение получили планарные многослойные структуры. Такая структура представляет собой два тонкоплёночных сверхпроводниковых электрода, получаемых, как правило, одним из методов вакуумного напыления и разделенных соответствующим типом джозефсоновского перехода барьерным слоем. Таким способом можно получать самые разнообразные структуры с очень широким диапазоном параметров. При изготовлении таких структур применяются стандартные методы современной микроэлектроники, что позволяет создавать сложные микроэлектронные устройства на основе джозефсоновских переходов с высокой воспроизводимостью, предельными параметрами и высокой степенью интеграции. Поэтому, изготовленные таким способом джозефсоновские переходы, имеют наибольший практический интерес.

По электрофизическим свойствам барьерного слоя выделяют три основных типа джозефсоновских переходов – это структуры *сверхпроводник-нормальный металл-сверхпроводник (СНС переходы)*, *сверхпроводник-полупроводник-сверхпроводник (СПС переходы)* и структуры *сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник (СИС переходы)*.

В СНС переходах два тонкоплёночных сверхпроводниковых электрода разделены прослойкой из нормального металла. Вблизи границы сверхпроводник - нормальный металл, благодаря эффекту близости, в нормальном металле на длине его когерентности ξ_N появляются сверхпроводящие свойства. С другой стороны, в сверхпроводнике эти свойства подавляются на глубине, равной длине когерентности сверхпроводника ξ_S . Если толщина слоя нормального металла $d_N \leq \xi_N$, то волновые функции сверхпроводниковых электродов перекрываются, и устанавливается фазовая когерентность между электродами, вызывая сверхток. Величина критического тока I_c такой структуры экспоненциально падает с ростом толщины слоя нормального металла.

Наиболее сложной проблемой при создании СНС структур является проблема выбора материала с нормальной проводимостью. Здесь необходимо одновременно удовлетворить двум взаимно противоречащим требованиям. С одной стороны, для обеспечения больших плотностей критического тока при технологически разумной толщине нормальной прослойки этот материал должен обладать большой эффективной длиной когерентности, а с другой стороны, подавление сверхпроводящих свойств сверхпроводника должно быть минимальным. Степень подавления сверхпроводимости характеризуется *параметром подавления* γ , который равен:

$$\gamma = \frac{\rho_S \xi_S}{\rho_N \xi_N} \quad (1.7)$$

где $\rho_{S,N}$ и $\xi_{S,N}$ - нормальные удельные сопротивления и длины когерентности сверхпроводника и нормального металла. Физически, данный параметр пропорционален отношению числа нормальных электронов, способных за единицу времени диффундировать из нормального металла в сверхпроводник, к количеству коррелированных электронов, способных за то

же время диффундировать в обратном направлении. При больших значениях γ в сверхпроводящей части границы сверхпроводник-нормальный металл окажется избыток нормальных электронов, что приведет к существенному подавлению сверхпроводимости вблизи границы и деградации параметров СНС перехода. При малых значениях γ реализуются, так называемые, *жесткие граничные условия*: подавление сверхпроводимости в сверхпроводниковом электроде практически отсутствует и нормальный металл в СНС структуре способен переносить заметный сверхпроводящий ток. Теоретический анализ на основе микроскопической теории сверхпроводимости, показал [5,6], что для обеспечения жестких граничных условий необходимо выполнение неравенства:

$$\gamma \leq 0.2\sqrt{(1 - T/T_c)} \quad (1.8)$$

Фактически это неравенство означает, что нормальный металл должен быть намного более высокоомным по сравнению с металлами сверхпроводящих электродов и толщина слоя такого металла не должна превышать его длину когерентности, что реально составляет во многих случаях единицы нанометров.

Выбор металлов для СНС структур ограничен также и другими жесткими требованиями, такими как отсутствие интерметаллических соединений и очень малая взаимная растворимость металлов, образующих такую структуру.

К достоинствам СНС структур можно отнести их низкую удельную емкость, а также высокие значения плотности тока. Поэтому они являются весьма перспективными в качестве элементной базы для устройств цифровой обработки информации на основе быстрой одноквантовой логики, а также в области производства больших интегральных схем для программируемого джозефсоновского стандарта напряжения.

В СПС структурах в качестве слабой связи используется слой полупроводника. Интерес к использованию полупроводников в качестве материала слабой связи был обусловлен относительно низкой высотой потенциального барьера, что позволяет изготавливать туннельные структуры с низкими значениями удельной ёмкости с приемлемыми плотностями критического тока. Однако экспериментальные исследования показали, что в результате напыления слоя полупроводника, как правило, образуется плёнка с аморфно-поликристаллической структурой, неопределённой плотностью поверхностных и локализованных состояний и слабо контролируемой степенью легирования. Такая плёнка является либо относительно плохим диэлектриком, транспортные свойства которого определяются, в основном, туннелированием квазичастиц через локализованные состояния, либо материал с металлическим характером проводимости.

В первом случае получается переход, в котором основным типом проводимости является прямое туннелирование, но помимо этого имеет место образование проводящих каналов упругого и неупругого резонансного туннелирования. Неупругий канал не может быть использован для транспорта сверхпроводящего тока и фактически определяет величину шунтирующего переход нормального сопротивления. Образование таких каналов практически невозможно проконтролировать в процессе их изготовления. Наличие упругого канала фактически эквивалентно образованию сверхпроводниковой закоротки в туннельном барьере, что приводит к сильному разбросу критических токов переходов. Поэтому такие структуры малопригодны для создания интегральных сверхпроводниковых устройств с высокой степенью интеграции.

Во втором случае, когда степень легирования полупроводника велика, имеет место нетуннельный тип проводимости и по своим транспортным свойствам полупроводник близок к высокоомному металлу. Такой контакт ведёт себя как СНС структура с низким значением параметра подавления γ и возможна реализация переходов с высоким *характеристическим*

напряжением $V_c = I_c R_n$, Главными недостатками таких структур являются: высокий уровень шумов, низкая воспроизводимость и сильная зависимость параметров от конкретных условий изготовления, что сильно ограничивает область их применения. По всей видимости, такие структуры ещё долгое время не будут представлять интерес с точки зрения развития технологии больших интегральных сверхпроводниковых устройств.

Наиболее широкое применение в современной сверхпроводниковой электронике получили джозефсоновские туннельные СИС переходы. В таких структурах два сверхпроводниковых электрода разделены тонким, толщиной порядка 1-2 нм, слоем диэлектрика через который происходит туннелирование, как нормальных электронов, так и куперовских пар.

Одновременно с эффектами Джозефсона, в туннельных СИС переходах существует сильная нелинейность тока нормальных электронов, называемая *квазичастичной нелинейностью*. Ряд авторов называет эту нелинейность наиболее сильной нелинейностью в природе. Одним из первых такая нелинейность наблюдалась Живером (Giaver I.) [7, 8]. В отличие от нормальных металлов, у которых плотность состояний в зоне проводимости постоянна при всех значениях приложенного к электродам напряжения и ток через изолятор изменяется линейно в зависимости от напряжения, в сверхпроводниках она резко изменяется в узкой энергетической области с центром на уровне Ферми (рис. 1.1а). При значении приложенного напряжения V равном так называемому *щелевому напряжению* $V_g = (\Delta_1 + \Delta_2)/e$ (где $\Delta_{1,2}$ – ширина энергетической щели первого и второго электродов соответственно), энергетический уровень зоны заполненных состояний одного электрода достигает верхней границы энергетической щели другого электрода, что приводит к резкому возрастанию тока нормальных электронов и образованию на вольтамперной характеристике (ВАХ) резкого изгиба (рис. 1.1б), связанного с сингулярностью плотности состояний нормальных электродов на границе щели. При напряжениях $V < V_g$ ток нормальных электронов, называемый *током утечки* I_j , определяется

плотностью состояний термически возбуждённых электронов, находящихся в зоне проводимости, которая сильно зависит от температуры, а также дефектами и наличием дополнительных каналов проводимости в барьерном слое и характеризуется сопротивлением R_j . При напряжениях $V > V_g$ ток перехода изменяется по закону Ома и сопротивление перехода близко к его сопротивлению в нормальном состоянии R_n .

Достоинством джозефсоновских туннельных СИС переходов является полное отсутствие последовательного сопротивления, практически синусоидальная зависимость сверхтока от разности фаз и близкое к максимально возможному значение характеристического напряжения V_c .

Существенным недостатком туннельных СИС переходов является большая величина удельной емкости, которая приводит к появлению сильного гистерезиса на вольтамперной характеристике перехода и затрудняет согласование в СВЧ устройствах. К тому же, для многих цифровых приложений требуются переходы с безгистерезисной ВАХ. Эта проблема решается либо путем увеличения плотности тока, либо путем шунтирования СИС перехода низкоиндуктивным шунтом с сопротивлением $R_s < R_n$. Величина $V_c = I_c R$, где $R = R_n R_s / (R_n + R_s)$ для случая шунтированного перехода, определяет верхнюю границу частотного диапазона устройств на эффектах Джозефсона. Для шунтированных СИС переходов возможно получение джозефсоновских контактов с безгистерезисной ВАХ и достаточно высокими значениями $V_c \approx 0.5$ мВ.

В настоящее время туннельные СИС переходы являются наиболее перспективными джозефсоновскими элементами для сверхпроводниковой электроники. Изучению такого типа структур и посвящена данная диссертационная работа.

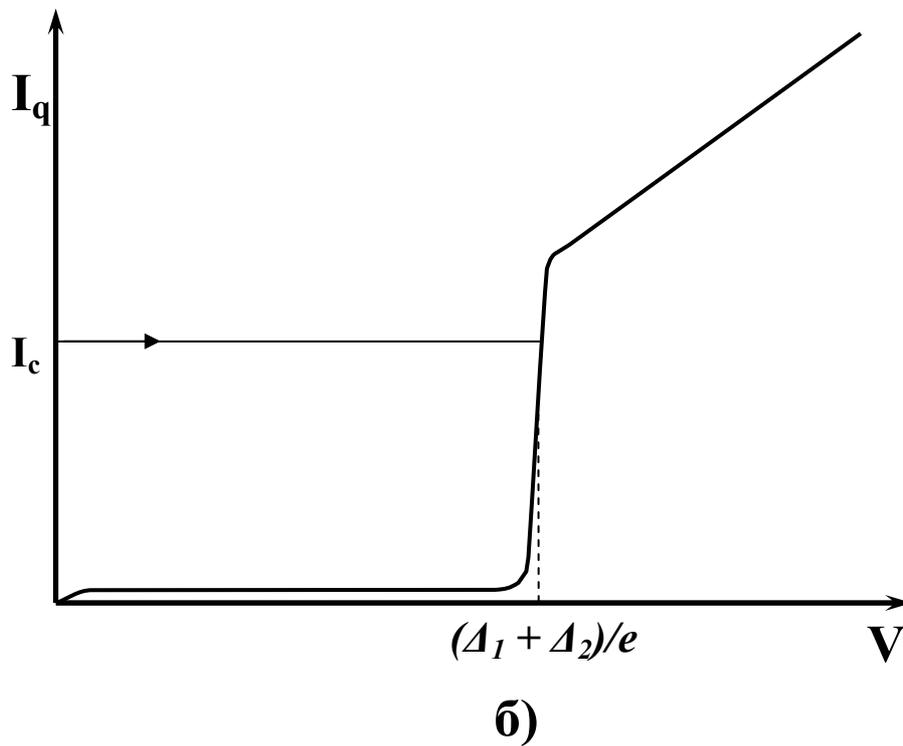
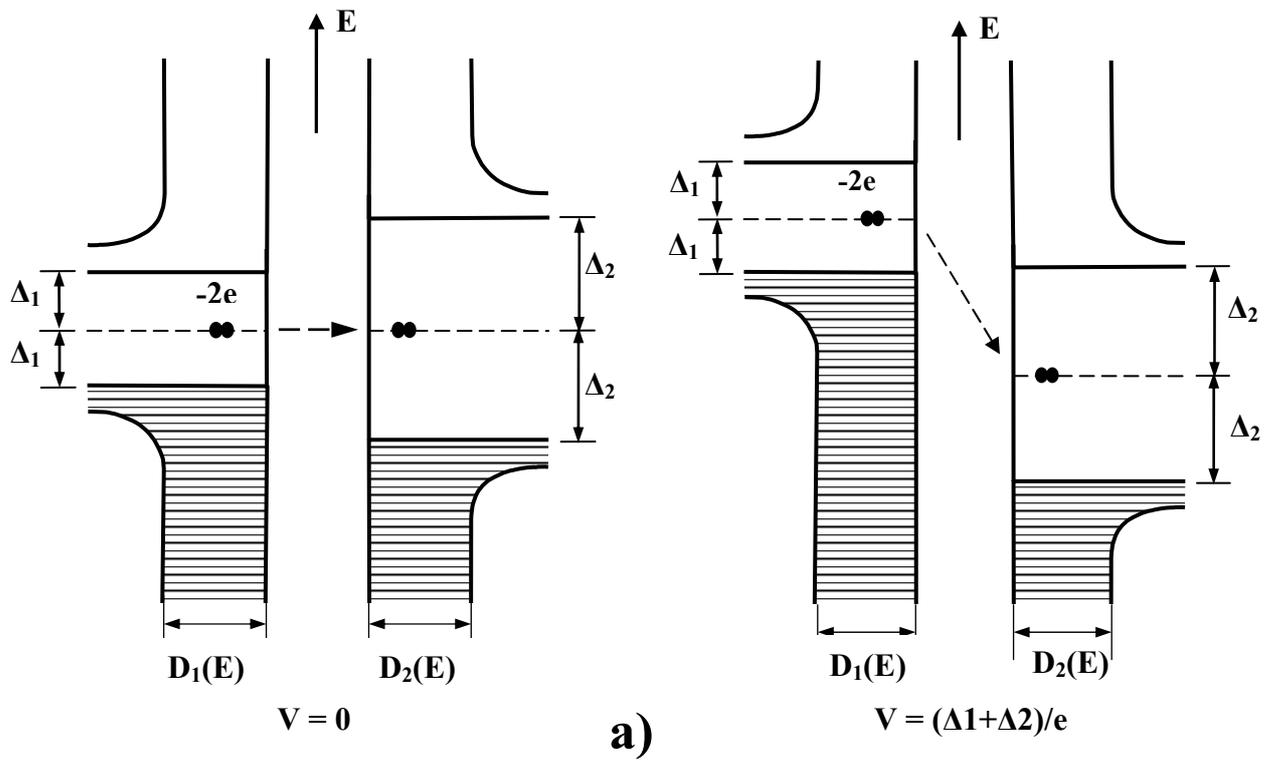


Рис 1.1 Энергетические диаграммы (а) и вольтамперная характеристика (б) туннельного джозефсоновского СИС перехода.

1.3 Выбор материалов для планарных СИС структур

В отличие от устройств, работающих при комнатной температуре, сверхпроводниковые тонкоплёночные устройства должны выдерживать более тяжелые окружающие условия, возникающие в связи с циклическими переходами от комнатной температуры к рабочей гелиевой температуре. Кроме того, они должны успешно противостоять всевозможным воздействиям на различных стадиях производства. Проблемы, связанные со свойствами материалов, включают в себя адгезию плёнок на подложках и на предварительно осаждённых плёнках, механическую прочность, внутренние напряжения, химическую стабильность, рекристаллизацию, приводящую к деформациям, способность образовывать интерметаллические соединения, взаимную растворимость материалов, образующих структуру и т.д. Для получения переходов с заданными параметрами необходим выбор материалов с определёнными электрофизическими характеристиками.

Обычно выбор материала для конкретного применения весьма ограничен. Материал должен обладать, как соответствующими электрофизическими характеристиками, так и свойствами, совместимыми с технологией изготовления.

Первые сверхпроводниковые туннельные СИС переходы планарного типа изготавливались в 60-70-х на основе мягких металлов, таких как свинец, олово и индий. Такие плёнки легко получают в чистом виде методом резистивного испарения. Туннельный барьер в таких структурах формируется методом термического окисления или окислением в плазменном разряде в среде кислорода поверхности нижнего электрода (так называемый, *естественный барьер*). Такие переходы относительно просты в изготовлении, имеют высокие туннельные характеристики и свойства, хорошо описываемые теорией. Однако, при изменении температуры в интервале между комнатной и гелиевой, в мягких металлах возникают механические напряжения, которые вызывают деформацию на границах

зёрен, что приводит к образованию выступов на поверхности плёнок и повреждению барьерного слоя. Таким образом, туннельные структуры на основе мягких металлов обладают крайне низкой устойчивостью к термоциклированиям. Кроме того, параметры таких переходов меняются в процессе длительного хранения. Определённый прогресс в этом направлении был достигнут фирмой IBM [9, 10], в которой была разработана технология изготовления СИС переходов с электродами из свинца с добавлением индия или индия с оловом. Такие бинарные и тройные сплавы позволяют получать более стабильные переходы, однако полностью эти проблемы так и не были решены.

Дальнейшее развитие сверхпроводниковых технологий привело к созданию СИС переходов на основе жестких металлов, к которым относятся переходные металлы, такие как ниобий, ванадий и тантал. Плёнки из этих металлов обладают высокой механической прочностью, химической стабильностью, устойчивостью структуры к термоциклированиям и хорошей адгезией. К недостатку данных материалов можно отнести высокую степень поглощения газовых примесей в процессе напыления, что может существенно ухудшать сверхпроводящие свойства плёнок. Наибольший практический интерес в качестве сверхпроводниковых электродов представляют плёнки ниобия, т.к. они обладают наиболее высокой критической температурой ($T_c \approx 9.2$ К) среди металлов этой группы. Однако переходы на основе структуры Nb/Nb₂O₅/Nb с естественным барьером из Nb₂O₅, получаемым методом окисления в плазменном разряде или анодированием, обладали очень высокой удельной ёмкостью из-за высокого значения диэлектрической постоянной Nb₂O₅ ($\epsilon \approx 25 - 40$), недостаточно высокой воспроизводимостью параметров и большими токами утечки из-за наличия низших окислов ниобия в барьерном слое, которые обладают собственной проводимостью [11].

Поэтому в начале 80-х годов прошлого столетия был проведен ряд исследований посвящённых поиску материалов, подходящих в качестве *искусственных барьеров* для СИС структур на основе плёнок из жестких металлов. В результате была разработана структура Nb/Al-AlO_x/Nb [12], в которой барьерный слой формируется методом напыления на нижний ниобиевый электрод тонкой, толщиной порядка 3 - 10 нм, плёнки алюминия с её последующим термическим окислением в атмосфере кислорода. Полученный таким образом слой оксида алюминия обладает исключительной прочностью и стабильностью. Переходы на основе этой структуры обладают высоким качеством, стабильностью, устойчивостью к термоциклированиям, хорошей воспроизводимостью и малым разбросом параметров. Такие переходы в настоящее время являются основными активными элементами в области создания самого широкого спектра современных сверхпроводниковых устройств.

Дальнейшее развитие сверхпроводниковой электроники связано с разработкой технологий изготовления переходов субмикронных размеров и с высокой плотностью тока, а также поиском новых материалов для сверхпроводниковых электродов с более высокой критической температурой по сравнению с ниобием. Пленки NbN и NbTiN являются наиболее подходящими кандидатами для этой цели. Высококачественные СИС переходы на основе этих материалов были изготовлены с использованием искусственных барьеров AlN и MgO. Наилучшие результаты в настоящее время получены с использованием эпитаксиально выращенных плёнок NbN в качестве электродов на монокристаллических подложках из MgO [13, 14].

1.4 Технология изготовления СИС переходов методом селективного травления

Существует целый ряд методик изготовления планарных джозефсоновских переходов различного типа. Наиболее развитой, надёжной и хорошо воспроизводимой к настоящему времени является технология изготовления СИС переходов на основе структуры Nb/Al-AlO_x/Nb методом селективного травления и анодизации ниобия - технология SNEAP (от англ. - Selective Niobium Etching and Anodization Process) [15 - 18]. Эта технология позволяет получать высококачественные туннельные СИС переходы с предельными характеристиками и минимальным разбросом параметром и является на сегодня наиболее подходящей технологией для изготовления современных сверхпроводниковых интегральных схем. Существуют различные вариации этой технологии, касающиеся в основном отдельных технологических процедур. Далее будет описан стандартный технологический маршрут изготовления туннельных джозефсоновских СИС переходов на основе структуры Nb/Al-AlO_x/Nb, разработанный и успешно применяемый в ИРЭ РАН им. В.А. Котельникова.

В качестве подложки обычно используются пластины из высокоомного монокристаллического кремния, широко применяемые в твердотельной микроэлектронике. При низких температурах такой кремний является диэлектриком. Толщина пластин составляет обычно 0.3 – 0.5 мм, стандартные размеры подложки – 24x24 мм.

Для предотвращения травления материала подложки в процессе формирования переходов плазмохимическим травлением предварительно проводится магнетронное напыление стоп-слоя из Al₂O₃ толщиной порядка 100 нм. Затем на подложке формируется маска фоторезиста, определяющая геометрию базового электрода под взрывную литографию. Следующим этапом является напыление многослойной структуры, определяющей структуру СИС перехода. Напыление проводится магнетронным методом в

едином вакуумном цикле. Сначала осаждается слой нижнего Nb толщиной 200 нм, затем слой барьерного Al толщиной 7 нм. После чего поверхность алюминия окисляется в атмосфере чистого кислорода. Давление кислорода и время окисления выбирается в зависимости от требуемой плотности критического тока переходов, которая может варьироваться от 0.1 до 10 кА/см². После завершения процесса окисления алюминия, осаждается слой верхнего Nb толщиной 50 – 100 нм. Окончательно базовый электрод формируется путем удаления плёнки фоторезиста, покрытой напылённой многослойной структурой, с незакрытых базовым электродом участков схемы в ацетоне или диметилформамиде с применением ультразвука (взрывная литография).

Следующим этапом осуществляется непосредственное формирование СИС переходов. Геометрические размеры переходов определяются с помощью оптической фотолитографии с предельным разрешением 0.4 мкм, что позволяет получать переходы площадью менее 1 мкм². Переходы формируются плазмохимическим травлением в среде CF₄ путем удаления слоя верхнего Nb многослойной структуры по маске из фоторезиста определяющей геометрию переходов. Для более высокой анизотропии процесса травления, часто используется газовая смесь CF₄ и O₂ в различных пропорциях. В качестве стоп-слоя, предотвращающего дальнейшее травление структуры, выступает слой окисленного барьерного алюминия.

После плазмохимического травления производится анодирование в этиленгликолевом растворе пентабората аммония по той же маске фоторезиста и напыляется RF-магнетронным методом изоляционный слой SiO₂, типичная толщина которого составляет 250 нм. Анодизация необходима для обеспечения более надежной изоляции по периметру СИС переходов во избежание возможных закороток между базовым и верхним подводящим электродами в этих областях. Вскрытие контактов к переходам осуществляется в ацетоне или диметилформамиде методом взрывной литографии.

Верхний подводящий электрод так же формируется методом взрывной литографии путём напыления слоя Nb толщиной 300 - 500 нм по маске фоторезиста с последующим его удалением в растворителях.

Аналогичным способом формируются области контактных площадок, в качестве материала которых обычно используется золото.

Основные режимы напыления слоев приведены в таблице 1.1. На рисунке 1.2 схематически представлена последовательность основных технологических этапов формирования СИС переходов на основе структуры Nb/Al-AlO_x/Nb.

Таблица 1.1 Основные режимы нанесения слоев при изготовлении СИС переходов на основе структуры Nb/Al-AlO_x/Nb.

№	Наименование слоя	Материал	Способ нанесения	Режимы нанесения	Толщина нм.
1	Стоп-слой	Al ₂ O ₃	RF-магнетронное напыление	P _{Ar} = 5 · 10 ⁻³ мбар W = 600 Вт S = 10 нм/мин	100
2	Нижний базовый электрод	Nb	DC-магнетронное напыление	P _{Ar} = 8 · 10 ⁻³ мбар W = 500 Вт S = 120 нм/мин	200
3	Барьерный слой	Al	DC-магнетронное напыление	P _{Ar} = 5 · 10 ⁻³ мбар W = 80 Вт S = 12 нм/мин	7
4	Барьер	Al ₂ O ₃	Термическое окисление	P _{O₂} = 1 · 10 ⁻² ÷ 1 · 10 ¹ мбар	1-1,5
5	Верхний электрод	Nb	DC-магнетронное напыление	P _{Ar} = 8 · 10 ⁻³ мбар W = 500 Вт S = 120 нм/мин	50-100
6	Анодизационный слой	Nb ₂ O ₅	Анодизация	Анодизация в этиленгликолевом растворе пентабората аммония. V = 10 В.	20
7	Изолятор	SiO ₂	RF-магнетронное напыление	P _{Ar} = 5 · 10 ⁻³ мбар W = 420 Вт S = 16 нм/мин	250
8	Верхний подводящий электрод	Nb	DC-магнетронное напыление	P _{Ar} = 8 · 10 ⁻³ мбар W = 500 Вт S = 120 нм/мин	300-500
9	Контактные площадки	Au	DC-магнетронное напыление	P _{Ar} = 1 · 10 ⁻² мбар W = 220 Вт S = 180 нм/мин	300

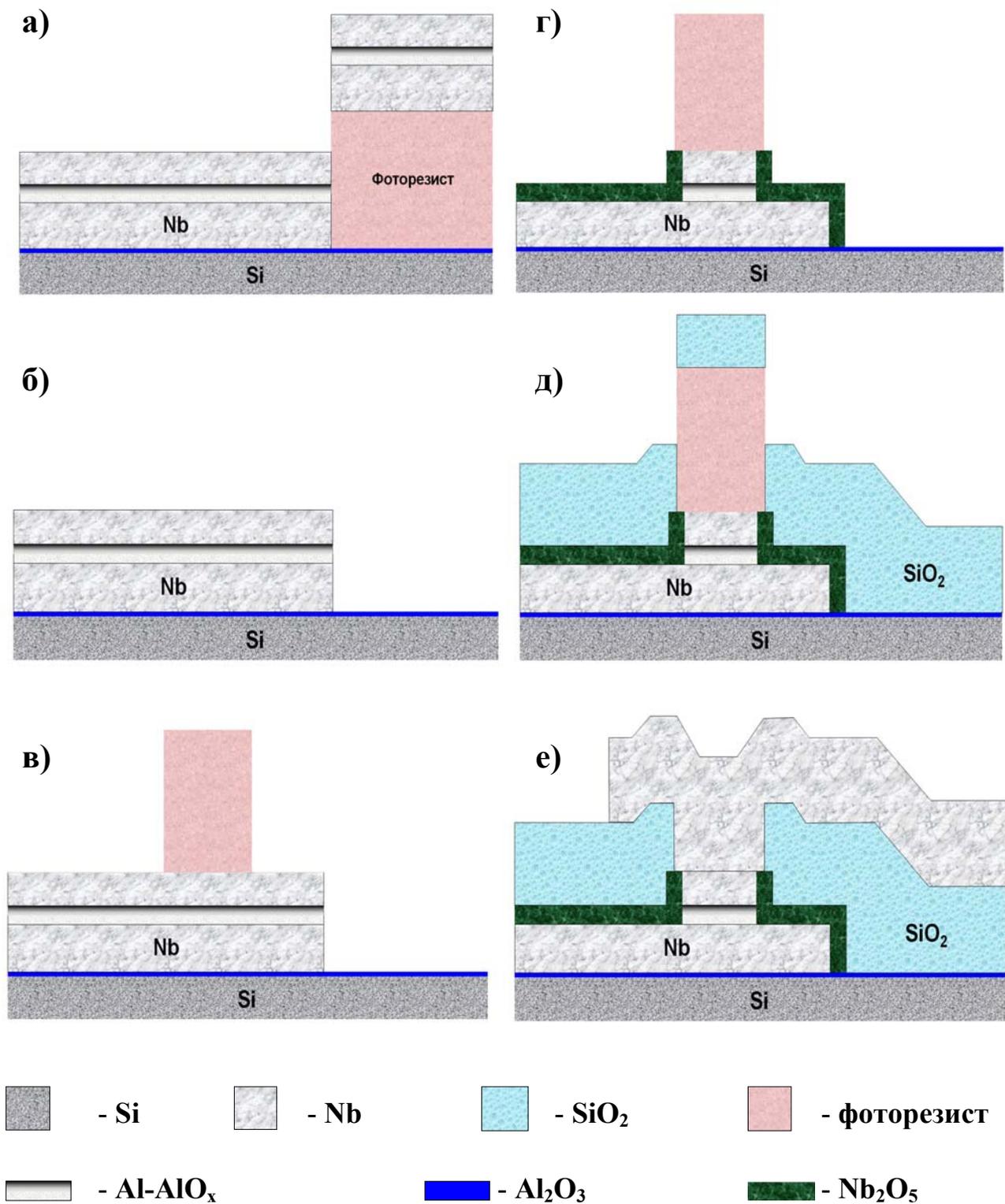


Рис. 1.2 Последовательность основных технологических этапов изготовления СИС переходов на основе структуры Nb/Al-AlO_x/Nb методом селективного травления ниобия (SNEAP).

а) – напыление трехслойной структуры, б) – формирование базового электрода методом взрывной литографии, в) – фотолитографическое формирование области СИС перехода, г) – формирование СИС перехода методом плазмохимического травления верхнего слоя ниобия и анодизация структуры, д) – напыление изоляции, е) – формирование верхнего подводящего электрода.

1.5 Определение основных параметров СИС переходов

Для практического применения требуется изготовление переходов с заданными электрофизическими параметрами. Определение большинства этих параметров возможно по вольтамперной характеристике перехода. Существует два метода определения параметров: *дифференциальный* и *топологический*. Первый основан на анализе дифференциального сопротивления перехода, а второй – на топологических особенностях ВАХ. Дифференциальный метод является менее надежным, т.к. точность расчета дифференциального сопротивления сильно зависит от уровня шумов и требует сложной системы обработки данных.

Основные параметры, определяющие характеристики и качество переходов, следующие:

- A - площадь перехода,
- R_n - сопротивление в нормальном состоянии,
- $R_n A$ - удельное сопротивление перехода (характеризует степень прозрачности барьерного слоя),
- R_j - сопротивление перехода ниже щелевого напряжения (определяет величину тока утечки),
- R_j/R_n - отношение, характеризующее степень нелинейности квазичастичного тока перехода,
- R_2 - сопротивление в точке 2 mV,
- I_g - величина скачка квазичастичного тока на щели,
- j_g - плотность квазичастичного тока на щели ($j_g = I_g/A$),
- I_c - величина критического тока,
- j_c - плотность критического тока ($j_c = I_c/A$),
- I_c/I_g - отношение критического тока к квазичастичному,
- I_k - ток коленообразной особенности,
- I_k/I_g - отношение тока коленообразной особенности к скачку квазичастичного тока на щели,

- V_g - щелевое напряжение,
- δV_g - величина размытия щелевого напряжения,
- $V_m = R_2 \cdot I_c$ - общепринятый параметр, характеризующий применимость перехода в цифровых схемах,
- $V_c = R_n \cdot I_c$ - характеристическое напряжение (определяет характерную частоту $f_0 = 2eV_c/h$, т.е. высокочастотные свойства или быстродействие перехода).
- C_{eff} - удельная емкость перехода.

Топологический способ определения некоторых основных параметров представлен на рис. 1.3.

За величину нормального сопротивления R_n принимается дифференциальное сопротивление перехода выше его энергетической щели (обычно в диапазоне 3.2 – 5 мВ для переходов Nb/Al-AlO_x/Nb). Значение сопротивления R_j определяется как тангенс угла наклона касательной к ВАХ, проведенной от нуля и лежащей *ниже* ВАХ. При этом подразумевается, что точка касания находится выше некоторого напряжения (1.5-1.7 мВ). Величина V_g определяется как значение напряжения в точке с минимальным значением R_d или как напряжение, соответствующее точке пересечения с ВАХ биссектрисы угла между линиями R_n и R_g . Величина I_g определяется как расстояние между линиями R_n и R_g в точке V_g . Значение R_2 вычисляется в точке 2 мВ и используется для расчета $V_m = R_2 \cdot I_c$, с помощью которой обычно характеризуют величину утечки переходов в цифровых схемах, использующих гистерезисные СИС-переходы.

Для применений, где используется квазичастичная нелинейность, а критический ток целенаправленно подавляется, важнейшей характеристикой является качество туннельного барьера, которое характеризуется малым током утечки. В связи с этим наиболее адекватной характеристикой является соотношение R_j/R_n .

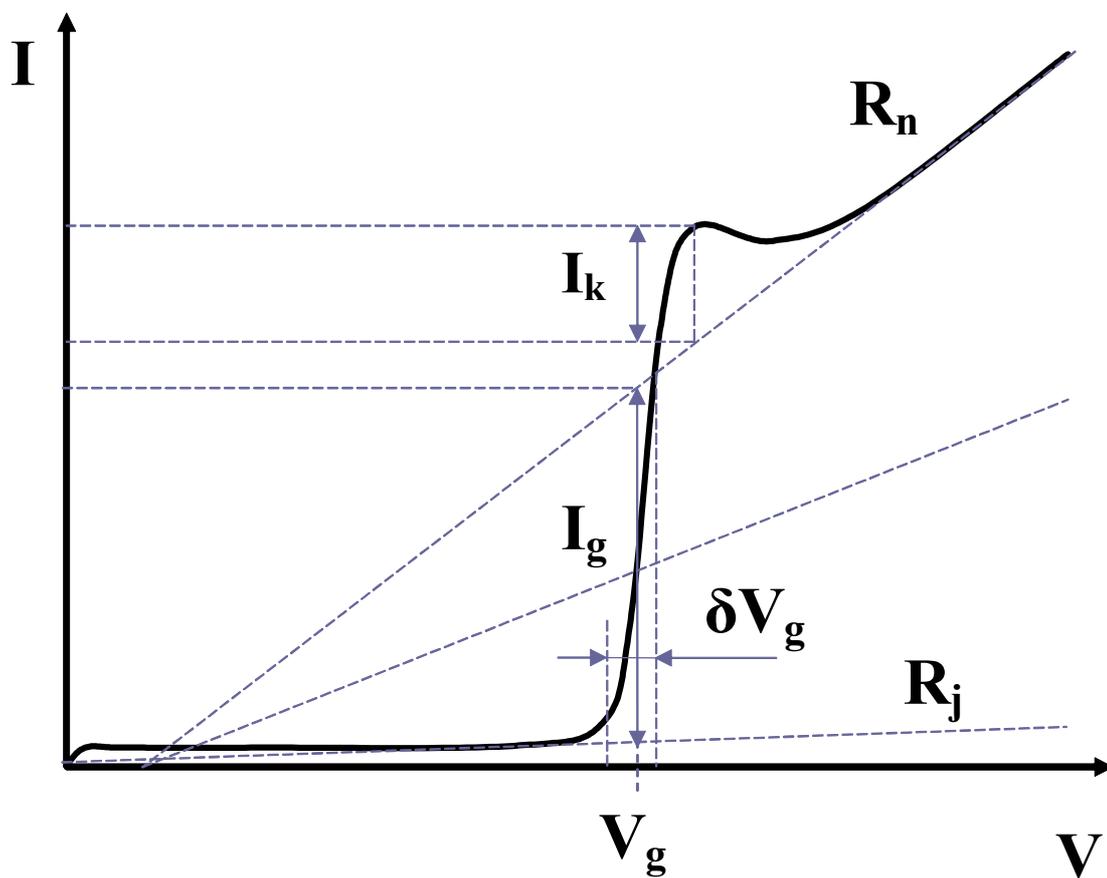


Рис. 1.3 Топологический метод определения основных параметров СИС переходов по вольтамперной характеристике.

Для получения квантового режима преобразования частоты на квазичастичной нелинейности требуется малая величина размытия энергетической щели δV_g . Эта величина измеряется как разность напряжений в точках, где дифференциальное сопротивление $R_d = R_n/2$ (ниже щелевого напряжения) и $R_d = R_n$ (выше щелевого напряжения):

$$\delta V_g = V|_{(R_d=R_n/2)} - V|_{(R_d=R_n)}$$

Параметрами, наиболее правильно характеризующими прозрачность туннельного барьера, являются удельное сопротивление перехода $R_n A$ и плотность квазичастичного тока j_g . Параметры $R_n A$, j_g и j_c (в случае, если критический ток не подавлен и его величина максимальна) связаны между собой соотношением:

$$R_n A = V_g / j_g = \pi V_g / 4 j_c$$

Все измерения, выполненные в рамках данной диссертационной работы, были проведены с помощью автоматизированной системы измерения параметров и анализа данных, разработанной Ермаковым А.Б. [27-29].

1.6 СИС переходы в СВЧ приёмных устройствах на основе квазичастичной нелинейности

Благодаря своим уникальным высокочастотным свойствам, джозефсоновские переходы представляют большой интерес в качестве активных элементов в различных СВЧ устройствах. Одним из наиболее перспективных направлений в этой области является создание сверхчувствительных приёмных устройств миллиметрового и субмиллиметрового диапазона длин волн прямого и гетеродинного типов детектирования. Как показали исследования, приёмные устройства, принцип действия которых основан на обработке ступеней Шапиро, обладают

недостаточной чувствительностью и малопригодны для анализа слабых широкополосных сигналов со сплошным спектром. Для создания высокочувствительных СВЧ приёмных устройств, шумовая температура которых ограничена только квантовым пределом $\sim hf/k$, наиболее перспективными являются устройства, работающие в так называемом *квантовом режиме преобразования частоты* – СИС смесители. В основе принципа действия этих приборов лежат квантовые процессы квазичастичного туннелирования нормальных электронов под воздействием внешнего высокочастотного излучения. Активным элементом таких приборов является туннельный джозефсоновский СИС переход с высокой степенью квазичастичной нелинейности.

В результате воздействия внешнего высокочастотного излучения достаточно высокой частоты ($f > e\delta V/h$) и интенсивности на СИС переход, происходит туннелирование не только куперовских пар, но и нормальных электронов с поглощением квантов электромагнитного излучения с энергией $hf = eV$. Таким образом, на вольтамперной характеристике перехода возникают ступеньки квазичастичного тока (рис 1.4), которые, согласно микроскопической теории сверхпроводимости [19-22], появляются при следующих значениях напряжения:

$$V_n = \frac{2\Delta}{e} \pm n \frac{hf}{e} \quad (n = \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (1.9)$$

и имеют амплитуду, пропорциональную квадрату функции Бесселя 1-го рода $J_n^2(\alpha)$, характеризующую вероятность поглощения фотонов электронами, где $\alpha = eV_{gr}/hf$ - нормированная амплитуда гетеродина. Число n соответствует поглощению одного, двух, трех и т.д. фотонов и определяет номер ступени, отсчитанной от нулевой ступени - скачка тока на щели автономной ВАХ при $V=V_g$. Постоянный квазичастичный ток перехода описывается в этом случае выражением:

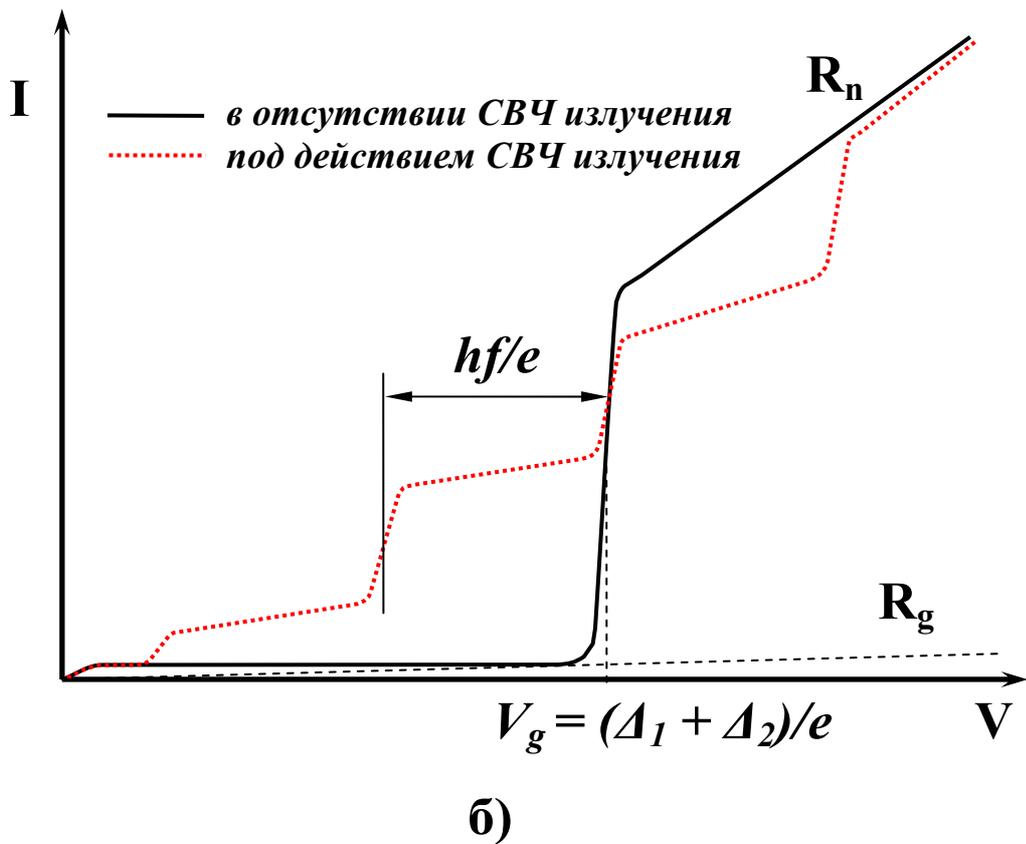
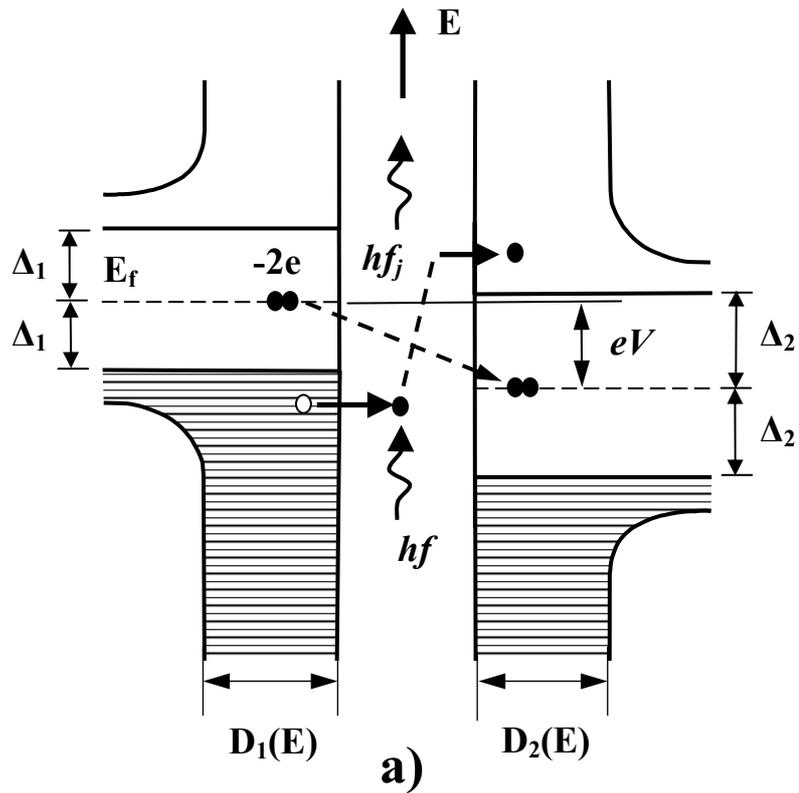


Рис. 1.4 Энергетическая диаграмма (а) и вольтамперная характеристика (б) туннельного СИС перехода под воздействием внешнего СВЧ излучения.

$$I_{dc}(V_{dc}, \alpha) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2(\alpha) \cdot I_{dc}(V_{dc} + n\hbar t/e) \quad (1.10)$$

Фактически это суперпозиция автономных ВАХ сдвинутых относительно друг друга на напряжение $\hbar f/e$, эквивалентное кванту СВЧ излучения и взятых с соответствующими весовыми коэффициентами $J_n^2(\alpha)$. Впервые такие ступеньки наблюдали Дайем и Мартин [23].

Как теоретически было предсказано в работе Такера [22], СИС смесители на квазичастичной нелинейности обладают не только чрезвычайно низкой шумовой температурой, ограниченной квантовым пределом, но и способны осуществлять преобразование частоты вниз с усилением при работе в квантовом режиме, когда величина кванта входного сигнала $\hbar f/e$ больше размытия щели δV . Коэффициент преобразования L^{-1} для слабого сигнала может достигать больших величин по мере того, как выходной импеданс СИС смесителя возрастает. Из расчётов следует, что эффективность преобразования для случая одинакового согласования по сигнальной и зеркальной частотам растёт линейно с ростом выходного импеданса. Впервые экспериментально это было подтверждено в работе [24], где было получено реальное усиление $L^{-1} > 4$ дБ при шумовой температуре 9 К для смесителя на частоте 36 ГГц. Однако такой режим работы является недостаточно стабильным, поэтому на практике используется режим преобразования с небольшими потерями.

Таким образом, использование квантового процесса квазичастичного туннелирования в СИС переходах для смешения частоты позволяет получать преобразование с малыми потерями и шумами, ограниченными лишь квантовыми флуктуациями на уровне $\sim \hbar f/k$. Такой режим преобразования получил название квантового и в диапазоне частот 50 – 1000 ГГц делает СИС смесители одними из наиболее эффективных детекторов СВЧ излучения.

1.7 Постановка задачи исследования

Для создания сверхчувствительных СВЧ приёмных устройств, принцип действия которых основан на квазичастичной нелинейности и работающих в режиме квантового преобразования частоты, требуется надёжная и воспроизводимая технология изготовления высококачественных туннельных джозефсоновских СИС переходов с определёнными параметрами.

Критерием осуществимости квантового режима преобразования частоты является условие $\delta V_g < hf/e$ [20]. Если это условие не выполняется, то изменение ВАХ перехода под действием СВЧ излучения определяется классическими выражениями, и квазичастичные ступени на ВАХ отсутствуют. Это условие определяет нижнюю границу по частоте для квантового режима. Верхнюю частотную границу работы СВЧ приёмных устройств определяет значение щелевого напряжения V_g согласно условию $f < f_g = 2eV_g/h$ [20].

Другим важным критерием, определяющим качество СИС перехода, является отношение сопротивления тока утечки к сопротивлению перехода в нормальном состоянии R_j/R_n . Это отношение характеризует степень нелинейности квазичастичного тока перехода и зависит от величины тока утечки I_j . Увеличение тока утечки приводит к понижению коэффициента преобразования частоты и повышению уровня дробового шума на выходе смесителя, что в значительной степени ухудшает его шумовые характеристики. Для большинства приложений значение R_j/R_n должно быть >10 [20].

В то время как параметры δV_g и R_j/R_n зависят в основном от качества туннельного барьера и, отчасти, от эффектов близости в структурах Nb/Al-AlO_x/Nb, значение V_g определяется сверхпроводящими свойствами материалов электродов, где ключевым параметром является значение критической температуры материала - T_c . Поэтому, для существенного

повышения верхней частотной границы работы СИС смесителей, требуется поиск и разработка технологии изготовления новых типов туннельных структур с электродами из материалов с более высокими значениями T_c .

Одним из самых существенных недостатков СИС переходов является их большая удельная емкость C_{eff} , что связано с использованием ультратонких барьерных слоев. Эта емкость шунтирует нелинейное сопротивление $R(V)$ и, следовательно, полезный сигнал, что снижает частотные характеристики СИС смесителей и особенно сильно на высоких частотах. Степень влияния шунтирующей ёмкости СИС переходов определяется параметром $\gamma_c = 2\pi \cdot f \cdot R_n \cdot A \cdot C_{eff}$. Для уменьшения этого параметра возможно использование других материалов в качестве барьерного слоя с меньшим значением диэлектрической постоянной ε и, следовательно, величины C_{eff} . Другим способом уменьшения параметра γ_c является изготовление СИС переходов с низкими значениями $R_n A$ (с высокой плотностью тока). Для переходов с барьером из Al_2O_3 , получаемого методом термического окисления алюминия, предельное значение j_c не превышает 10 кА/см^2 (при сохранении достаточно высокого качества переходов). Поэтому для решения этой проблемы требуется поиск новых материалов и способов формирования туннельного барьера.

Другим критерием оценки применимости СИС переходов в качестве СИС смесителей является величина, так называемой, *колленообразной особенности* ВАХ. Эта особенность возникает в результате эффекта близости в структурах типа $Nb/Al-AlO_x/Nb$, и её величина характеризуется отношением I_k/I_g . Проблема заключается в том, что эта особенность повторяется и на квазичастичных ступенях тока при воздействии СВЧ излучения на переход, что приводит к сильному искажению ВАХ и даже возникновению гистерезиса на ступенях [25, 26], что сильно затрудняет обработку сигнала и ухудшает стабильность работы СИС смесителя. Особенно сильное влияние эта особенность оказывает на работу

относительно низкочастотных приёмных устройств ($f < 200$ ГГц) т.к. в этом случае ширина квазичастичных ступеней становится соизмеримой и меньше ширины самой особенности.

Основными задачами данной диссертационной работы являлось исследование и поиск возможных технологических решений этих проблем с целью разработки технологии изготовления туннельных СИС переходов с более высокими параметрами для создания высокочувствительных СВЧ приёмных устройств с предельными характеристиками.

Глава 2. Эффект близости в структурах Nb/Al-AlO_x/Nb

2.1 Микроскопическая теория туннельного эффекта для СНИС структур

Классическая туннельная теория Вертхамера [30, 31] хорошо описывает свойства туннельных СИС переходов на основе мягких металлов, таких как олово, свинец, индий и их сплавов, в которых туннельный барьер формируется окислением поверхности нижнего электрода. Однако вольтамперные характеристики структур на основе жестких металлов, где в качестве барьера выступает слой окисленного алюминия, имеют ряд отличительных особенностей, которые эта теория не описывает. В первую очередь это относится к коленообразной особенности ВАХ таких переходов. Также у них имеется более сильное размытие скачка тока на щели δV_g и значительные токи утечки. Одной из основных причин таких отличий является наличие слоя нормального алюминия между нижним сверхпроводниковым электродом и туннельным барьером. Для создания надёжного барьера методом термического окисления алюминия необходимо, чтобы его толщина была достаточной для полного покрытия всех структурных неровностей поверхности нижнего электрода. К тому же, этот слой необходим для придания барьеру пластичности, которая позволяет ему выдерживать значительные механические напряжения, характерные для плёнок из жестких металлов. Как показал эксперимент [A2], толщина напыляемого барьерного алюминия не может быть меньше 3 нм при сохранении приемлемого качества переходов. В тоже время толщина термического окисла Al₂O₃ не превышает 2 нм и поэтому всегда остается слой неокисленного алюминия, который, за счет эффекта близости, оказывает заметное влияние на характеристики перехода. Таким образом, мы имеем дело со структурой *сверхпроводник - нормальный металл - изолятор - сверхпроводник (СНИС структура)*, к которой, в частности, относится и структура Nb/Al-AlO_x/Nb.

Для описания плотности состояний на границе нормальный металл–

сверхпроводник наиболее часто используется модель Макмиллана, основанная на модифицированном методе туннельного гамильтониана [32,33]. Однако эта модель рассматривает случаи низкой прозрачности границы нормальный металл–сверхпроводник и малые толщины сверхпроводниковых и нормальных слоев по сравнению с толщинами реально используемых электродов, что делает ее малоприменимой для описания реальных структур.

Наиболее адекватной является теоретическая модель, разработанная М.Ю. Куприяновым и А.М. Голубовым [34 - 37]. Эта модель построена на решении квазиклассических уравнений Узалея [38] при реализации условий, так называемого, *грязного предела*, когда длина свободного пробега электронов в нормальном металле и сверхпроводнике много меньше их длин когерентности ($l_{N,S} \ll \xi_{N,S}$), т.е. плёнки являются достаточно толстыми.

Согласно этой модели, влияние нормальных слоёв в СНИС структурах может быть задано тремя параметрами: $\frac{T_C^N}{T_C^S}$ - отношение критических температур нормального металла и сверхпроводника, параметр подавления

$\gamma = \frac{\rho_S \xi_S}{\rho_N \xi_N}$, характеризующий степень подавления сверхпроводимости в

структуре нормальный металл–сверхпроводник, и $\gamma_B = \frac{R_B}{\rho_N \xi_N}$ - описывает

степень прозрачности границы нормальный металл-сверхпроводник, где R_B - удельное сопротивление границы нормальный металл-сверхпроводник, $\rho_{S,N}$ и $\xi_{S,N}$ - удельные сопротивления и длины когерентности сверхпроводника и нормального металла.

На рис. 2.1 приведены теоретические ВАХ и графики плотностей состояний на границе нормальный металл–сверхпроводник для СНИС переходов, построенные согласно этой модели для различных значений параметра подавления γ .

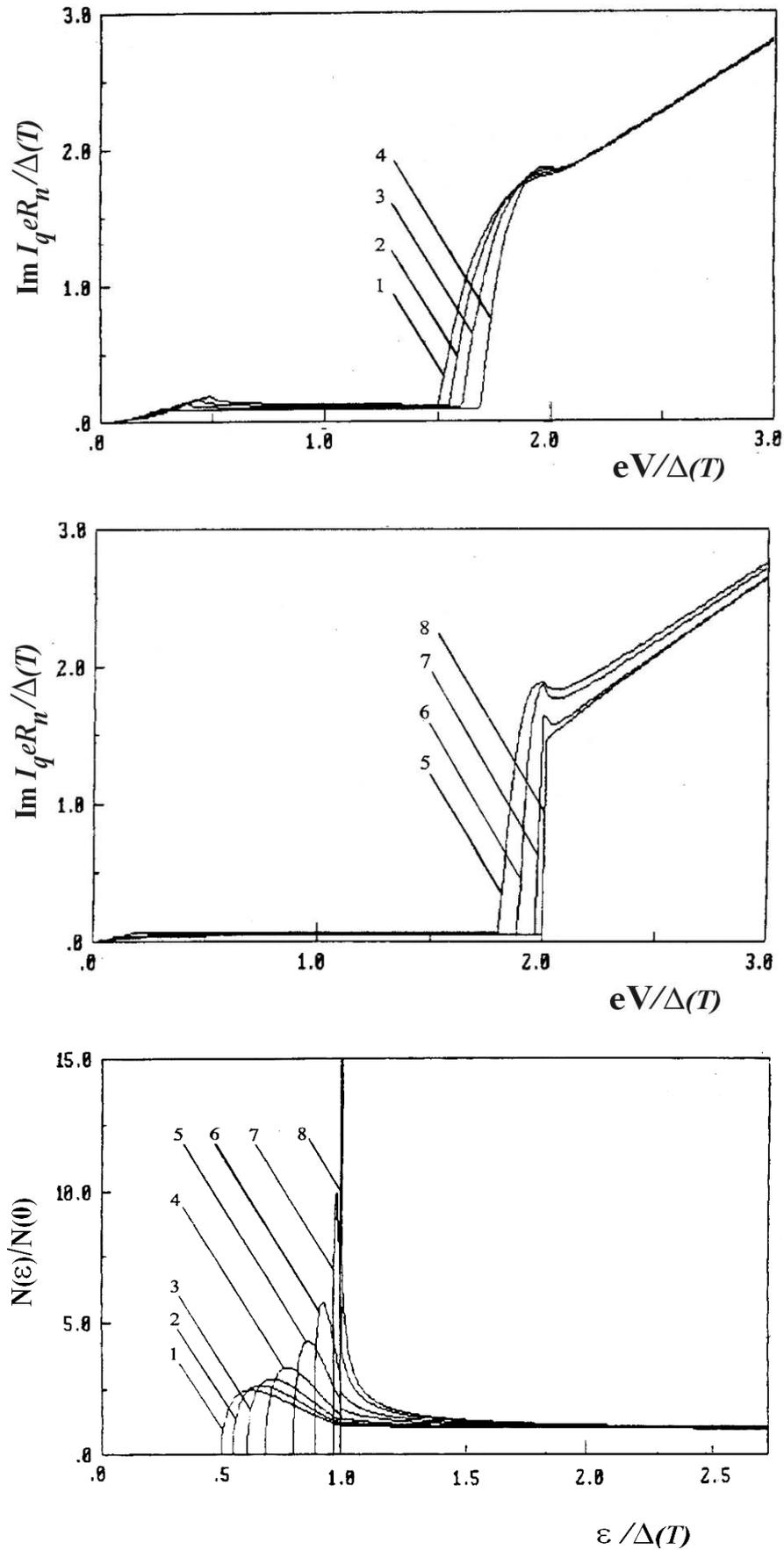


Рис. 2.1 Теоретические вольтамперные характеристики СИНС переходов и плотности состояний на границе нормальный металл–сверхпроводник при $T = 0.5 T_c$, $T_c^N / T_c^S = 0.25$, $\gamma_B = 0$, и $\gamma = 0.5, 0.4, 0.3, 0.2, 0.1, 0.05, 0.015, 0$ (кривые 1-8 соответственно).

2.2 Методика проведения эксперимента

В ходе выполнения данной работы исследовались зависимости величины коленообразной особенности (КО) I_k/I_g и значения щелевого напряжения V_g вольтамперных характеристик туннельных СИС переходов на основе структуры Nb/Al-AlO_x/Nb от толщин нижнего ниобиевого электрода d^{Nb} и слоя барьерного алюминия d^{Al} . Для этого было изготовлено и измерено несколько серий тестовых образцов, содержащих СИС переходы различной площади. Все образцы изготавливались по технологии SNEAP согласно стандартному технологическому маршруту, разработанному в ИРЭ РАН им. В.А. Котельникова.

Реальная величина КО может достигать очень больших значений, порядка 40% от скачка тока на щели и, возможно, больше, но на практике она часто бывает в значительной степени подавлена различными факторами, такими как чистота используемых материалов, текстура плёнок, качество пограничных слоёв и туннельного барьера и т.д. Многие из них далеко не всегда поддаются четкому контролю. Одним из наиболее существенных факторов является краевой эффект, связанный наличием разного рода примесей в краевых областях СИС перехода, появляющихся в процессе его формирования. Этот эффект в значительной степени подавляет величину КО. Степень подавления зависит от конкретной технологии формирования СИС перехода. В частности, процесс анодизации заметно усиливает этот эффект, что связано с образованием низших окислов ниобия по периметру СИС перехода, которые обладают собственной проводимостью. Переходы, сформированные без применения процесса анодизации, имеют, как правило, более высокие значения I_k/I_g . С увеличением площади перехода, влияние краевого эффекта снижается, что приводит к росту КО. Эта тенденция сохраняется вплоть до значений площадей переходов ~ 2000 мкм². Для больших площадей разница в величине I_k/I_g практически не наблюдается.

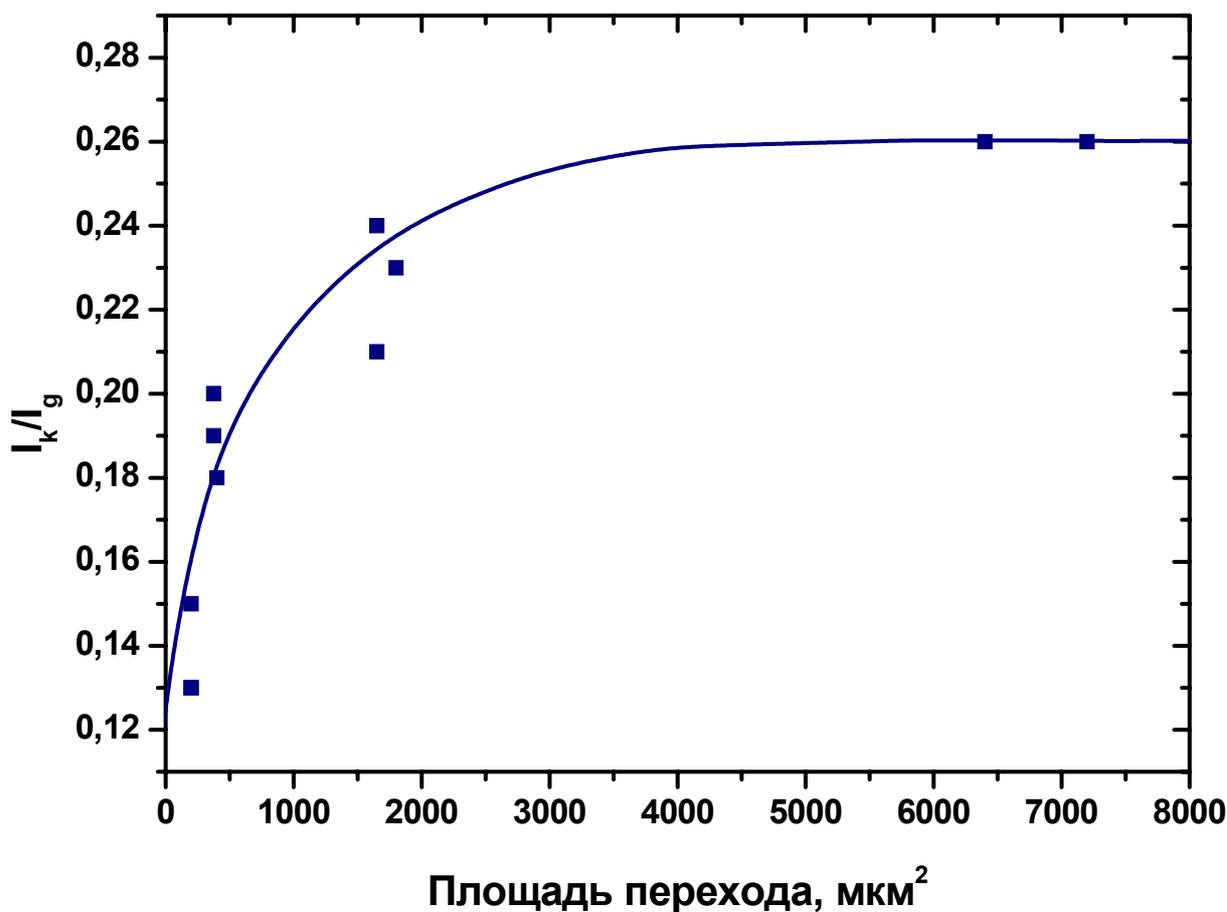


Рис 2.2 Зависимость величины коленообразной особенности от площади перехода ($d^{Nb} = 200$ нм, $d^{Al} = 9$ нм).

По этой причине анализировались переходы с площадью ≥ 1700 мкм² и плотностью тока $j_c \sim 0.15$ кА/см². Влияние плотности тока на величину КО в диапазоне от 1 до 0.1 кА/см² не наблюдалось. Зависимость величины I_k/I_g от площади перехода приведена на рис. 2.2.

Теоретические расчеты были выполнены М.Ю. Куприяновым и А.М. Голубовым [A2] на основе разработанной ими теоретической модели СНИС структур [34 - 36]. Основные параметры для расчетов были определены исходя из полученных в ходе данной работы экспериментальных данных. Было установлено, что наилучшее соответствие теоретических и экспериментальных данных реализуется при параметрах $\gamma = 0.3$, $\gamma_B = 1$, $\xi_{Nb} = 15$ нм, $\xi_{Al} = 40$ нм.

2.3 Влияние толщины нижнего электрода на параметры СИС переходов

Зависимость величины КО от толщины нижнего ниобиевого электрода изучалась на переходах площадью 7200 мкм^2 при фиксированном значении толщины барьерного алюминия $d^{Al} = 9 \text{ нм}$. Такой толщины достаточно, чтобы обеспечить формирование качественного туннельного барьера на поверхности нижнего электрода толщиной до 500 нм . Теоретические и экспериментальные ВАХ переходов с различной толщиной нижнего ниобиевого электрода приведены на рис. 2.3. Экспериментальные ВАХ нормированы на величину тока в точке $V = 4 \text{ мВ}$. Значения I_k/I_g и V_g представлены в таблице 2.1.

Таблица 2.1 Параметры ВАХ Nb/Al-AlO_x/Nb переходов при различных толщинах нижнего электрода ($A = 7200 \text{ мкм}^2$, $d^{Al} = 9 \text{ нм}$)

Толщина нижнего электрода d^{Nb} , нм	Теоретические значения I_k^*/I_g^* при $d^{Al} = 8 \text{ нм}$	Экспериментальные значения I_k/I_g	Щелевое напряжение V_g , мВ
35	0.04	0.055	2.75
50	0.085	0.075	2.77
75	0.145	0.105	2.79
100	0.185	0.17	2.82
150	0.245	0.195	2.84
200	0.285	0.245	2.86
350	0.325	0.21	2.86
500	0.325	0.225	2.86

На рис 2.4 показаны теоретические и экспериментальные зависимости I_k/I_g и нормированного по точке $d^{Nb} = 500 \text{ нм}$ значения V_g от толщины нижнего электрода. Как видно из графиков, экспериментальная зависимость КО близка к теоретической до значений толщины нижнего электрода $\sim 200 \text{ нм}$. При более толстых слоях нижнего электрода наблюдается снижение I_k/I_g , в то время как теоретическая зависимость выходит на определённый максимальный уровень и далее практически не изменяется.

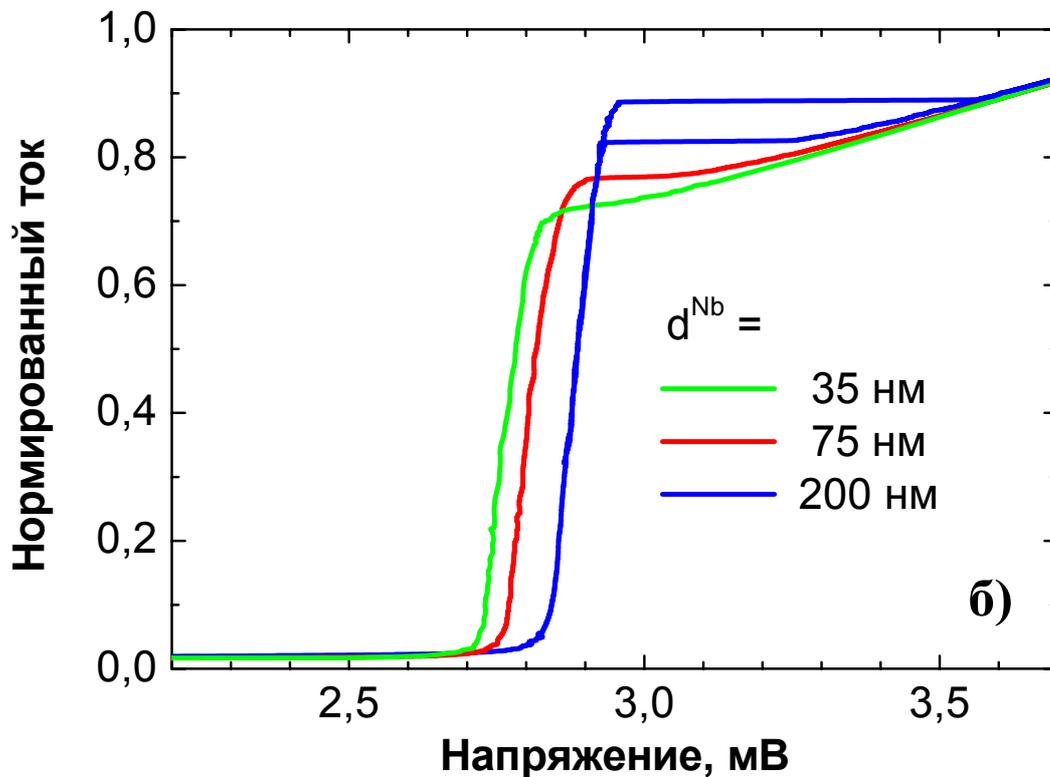
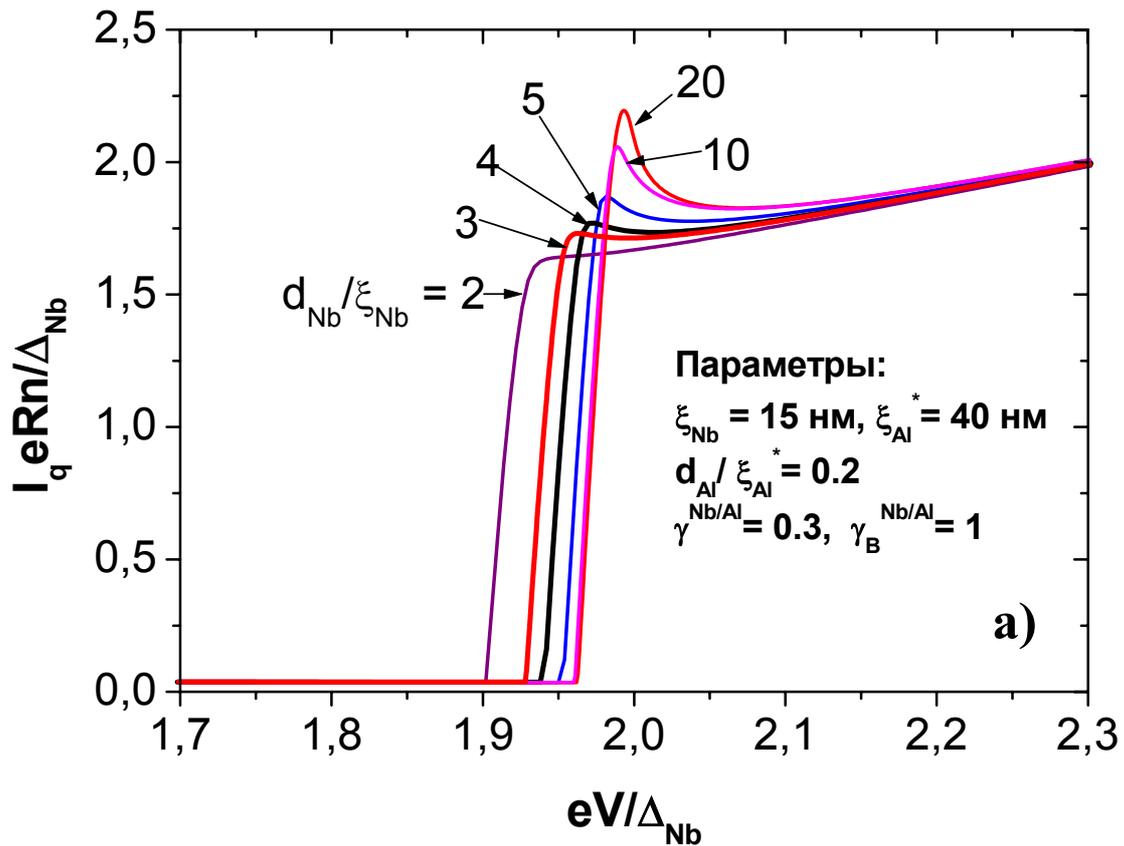


Рис 2.3 Теоретические (а) и экспериментальные (б) ВАХ туннельных СИС переходов на основе структуры Nb/Al-AlO_x/Nb с различной толщиной нижнего ниобиевого электрода.

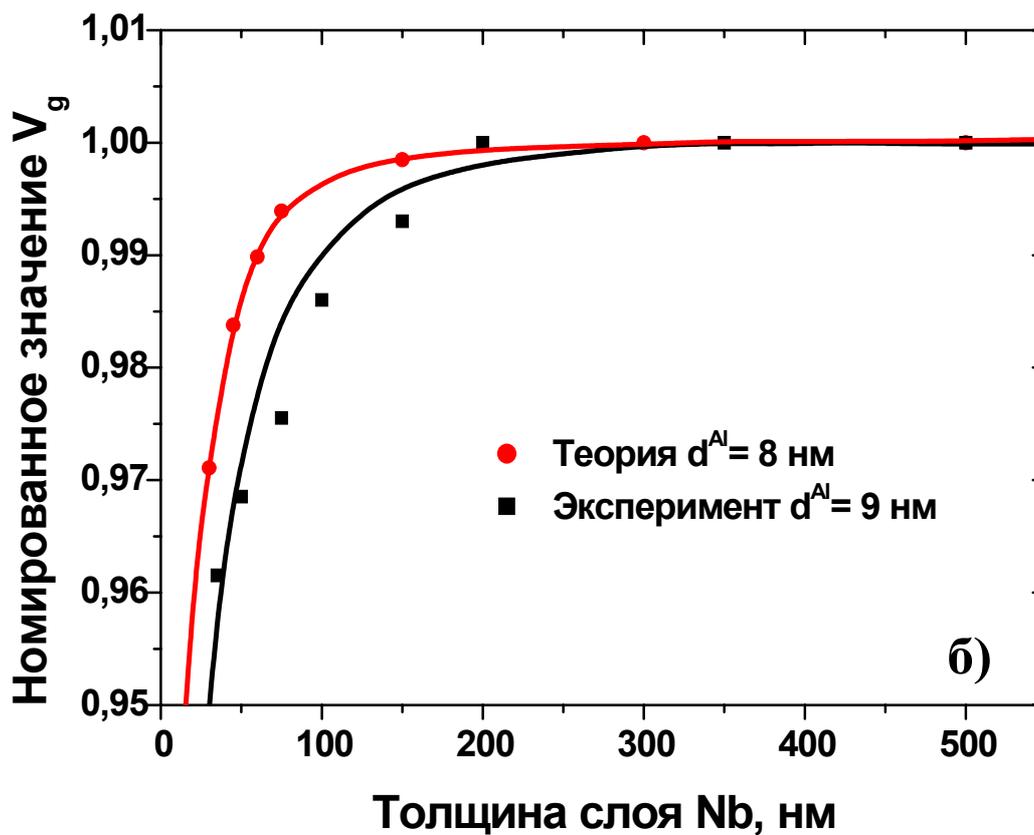
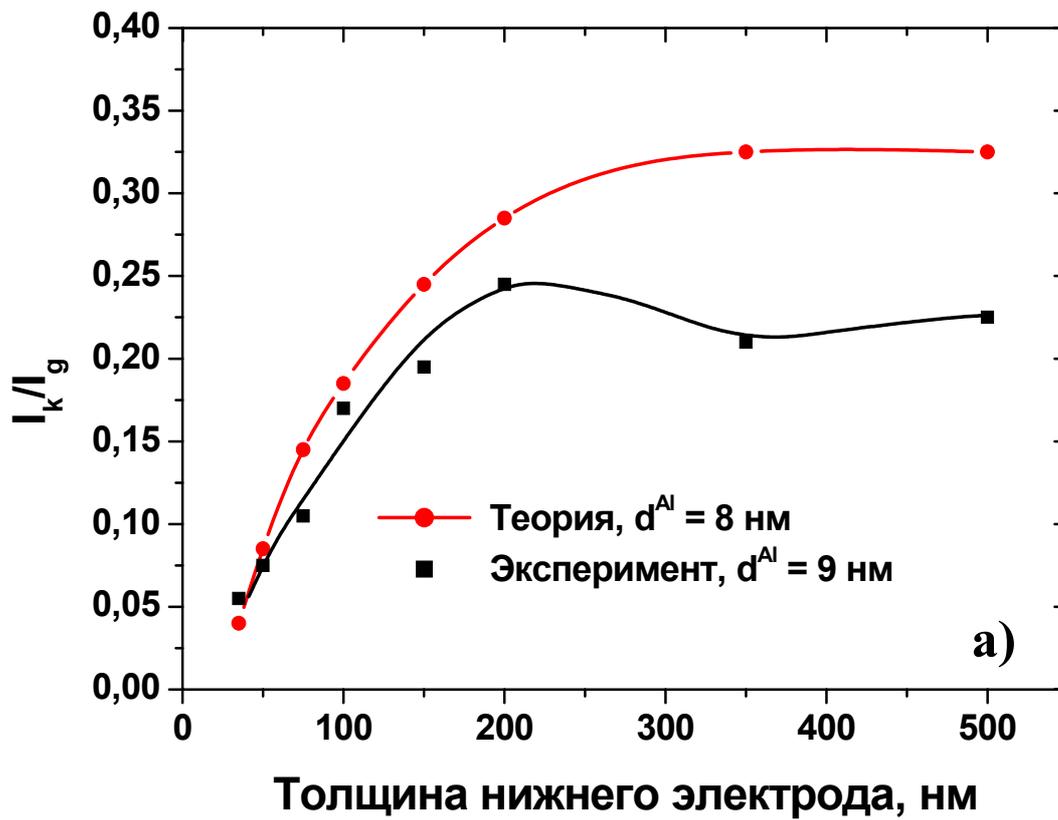


Рис 2.4 Теоретические и экспериментальные зависимости коленообразной особенности (а) и нормированного значения V_g (б) от толщины нижнего электрода.

Возможно, это связано с ростом структурных неровностей на поверхности нижнего ниобия при увеличении толщины и образованию значительных неоднородностей барьерного слоя алюминия. Изменение значения V_g близко к теоретическому во всём интервале исследуемых толщин.

2.4 Влияние толщины слоя барьерного алюминия на параметры СИС переходов

Зависимость величины КО от толщины барьерного алюминия исследовалась на переходах площадью 1700 мкм^2 при фиксированном значении толщины нижнего ниобиевого электрода $d^{Nb} = 50 \text{ нм}$. Такая толщина была выбрана для того, чтобы обеспечить возможность изучения переходов с как можно меньшей толщиной барьерного алюминия, т.к. с ростом толщины нижнего электрода и, соответственно, увеличением структурных неровностей поверхности электрода, минимальная толщина, требуемая для формирования качественного барьера, возрастает. Однако при этом необходимо, чтобы величина КО была достаточно заметной для проведения объективного анализа. Теоретические и экспериментальные ВАХ переходов с различной толщиной барьерного алюминия приведены на рис. 2.5. Значения I_k/I_g и V_g представлены в таблице 2.2.

Таблица 2.2 Параметры ВАХ Nb/Al-AlO_x/Nb переходов при различных толщинах барьерного алюминия ($A = 1700 \text{ мкм}^2$, $d^{Nb} = 50 \text{ нм}$)

Толщина барьерного алюминия d^{Al} , нм	Теоретические значения I_k^*/I_g^* при $d^{Nb} = 45 \text{ нм}$	Экспериментальные значения I_k/I_g	Щелевое напряжение V_g , мВ
2	0	-	-
3	0.016	0	2.86
4	0.031	0.01	2.85
5	0.041	0.02	2.84
6	0.05	0.03	2.83
7	0.056	0.04	2.81
8	0.060	0.05	2.78
9	0.063	0.07	2.77
10	0.065	0.085	2.73
15	0.07	0.115	2.66

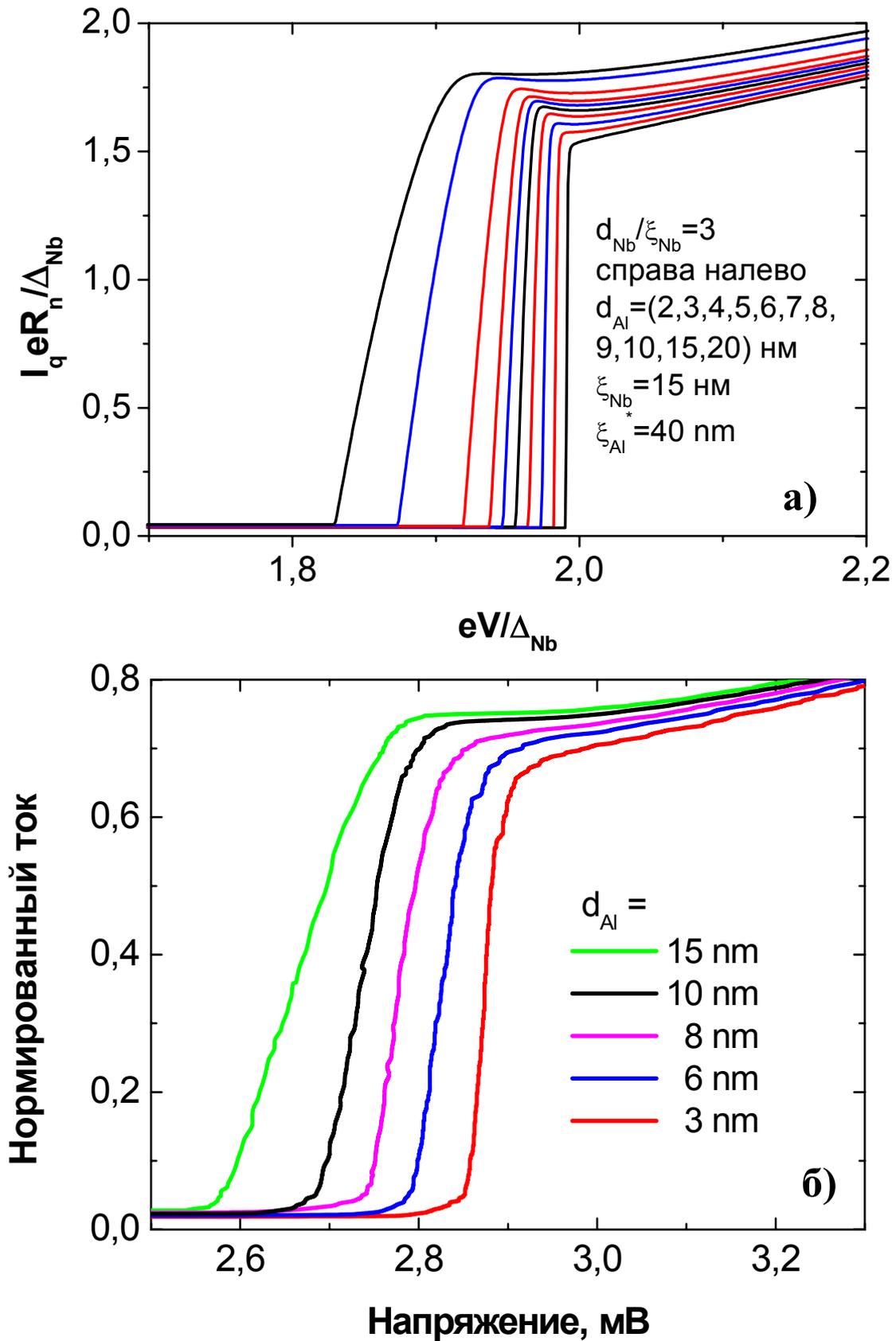


Рис 2.5 Теоретические (а) и экспериментальные (б) ВАХ туннельных СИС переходов на основе структуры Nb/Al-AlO_x/Nb с различной толщиной барьерного алюминия.

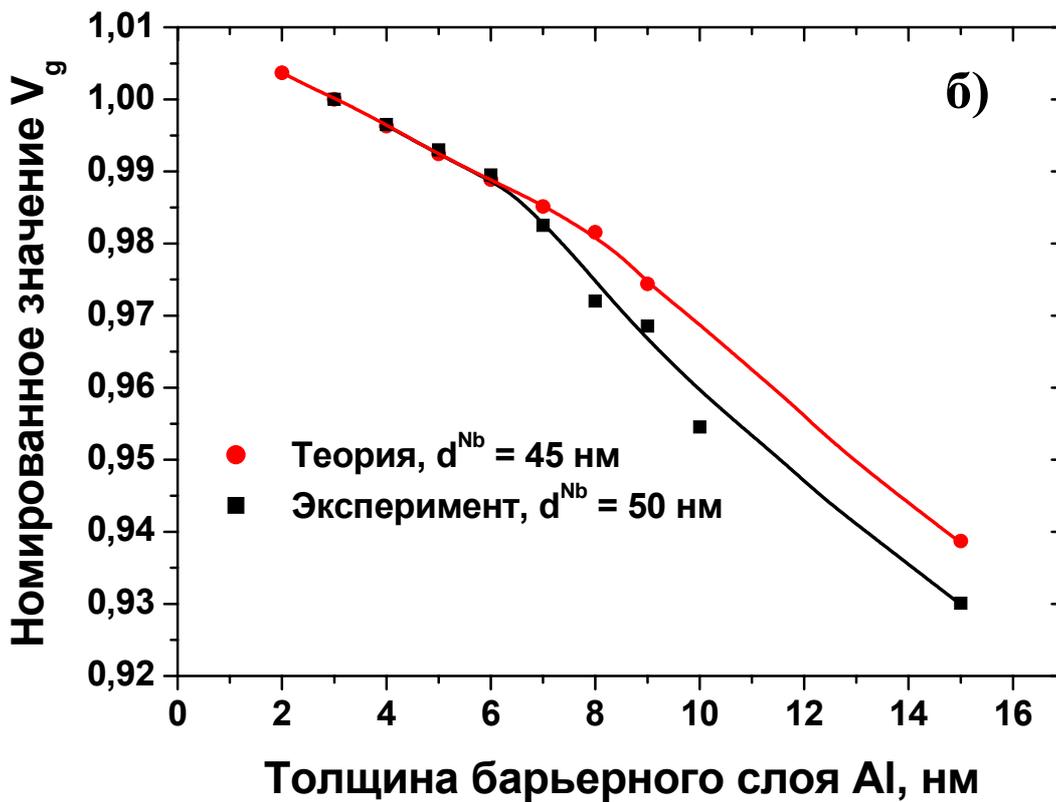
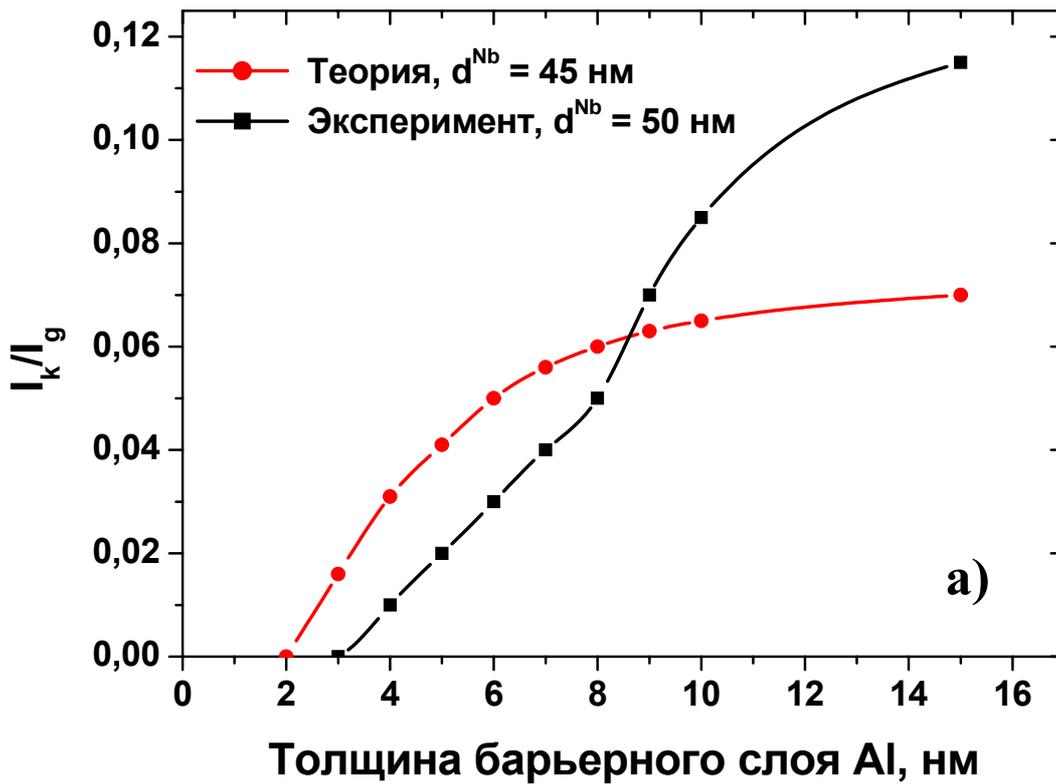


Рис 2.6 Теоретические и экспериментальные зависимости коленообразной особенности (а) и нормированного значения V_g (б) от толщины барьерного алюминия.

Экспериментальные ВАХ нормированы на величину тока в точке $V = 4$ мВ. На рис 2.6 показаны теоретические и экспериментальные зависимости I_k/I_g и нормированного по точке $d^{Al} = 3$ нм значения V_g от толщины слоя барьерного алюминия. В интервале толщин барьерного алюминия от 3 до 8 нм изменение экспериментальных значений I_k/I_g близко к линейному, но затем происходит значительное возрастание величины КО и, начиная со значений $d^{Al} > 9$ нм, КО становится значительно больше своих расчётных значений. Такое поведение зависимости может быть объяснено переходом механизма рассеивания электронов в плёнках алюминия с ростом толщины слоя, от поверхностного - к объёмному. Также возможно увеличение плотности состояний нормальных электронов на границе Nb-Al благодаря неупругому рассеиванию электронов или наличию неоднородного распределения энергетической щели ниобия по площади перехода [A2]. В тоже время изменение щелевого напряжения V_g хорошо согласуется с теоретическими расчетами (рис. 2.6 б).

2.5 Структуры с дополнительным слоем алюминия в нижнем электроде

Из приведённых выше данных видно, что для изготовления СИС переходов на основе структуры Nb/Al-AlO_x/Nb с минимальным значением КО необходимо использование тонких слоев нижнего электрода ($d^{Nb} \sim 30 \div 50$ нм) и барьерного алюминия ($d^{Al} \sim 3 \div 4$ нм). В этом случае переходы имеют практически идеальную вольтамперную характеристику (рис. 2.7). Однако для практических высокочастотных применений необходимо, чтобы толщина нижнего ниобиевого электрода была больше его лондоновской глубины проникновения $d^{Nb} > \lambda_L^{Nb} = 90$ нм, т.к. в противном случае СВЧ элементы обладают высокой индуктивностью, что сильно затрудняет согласование СВЧ цепей.

Для решения этой проблемы было предложено использовать структуры с дополнительной прослойкой алюминия в нижнем ниобиевом электроде

[A2, 35]. При этом за счет эффекта близости, вносимого этим слоем, происходит выравнивание плотностей состояний нормальных электронов на границе нижнего электрода с барьерным алюминием, и параметр порядка становится пространственно однородным, что приводит к почти полному исчезновению коленообразной особенности. Структура в этом случае имеет вид - Nb/Al^a/Nb^a/Al-AlO_x/Nb и схематически изображена на рис. 2.8 (б). Основная технологическая задача состояла в оптимизации толщин слоев Al^a и Nb^a для получения наилучших характеристик СИС переходов. Оптимизация осуществлялась эмпирически, и наилучшие результаты были получены при толщине дополнительного слоя алюминия $d^{Ala} = 5$ нм и толщине дополнительного слоя ниобия $d^{Nba} = 50$ нм. Суммарная толщина нижнего электрода составляла 200 нм. Вольтамперная характеристика такого перехода приведена на рис. 2.8 (а). На основе этой структуры был изготовлен широкополосный СИС смеситель, работающий в диапазоне частот 75÷120 ГГц с шумовой температурой ~ 40 К [A1].

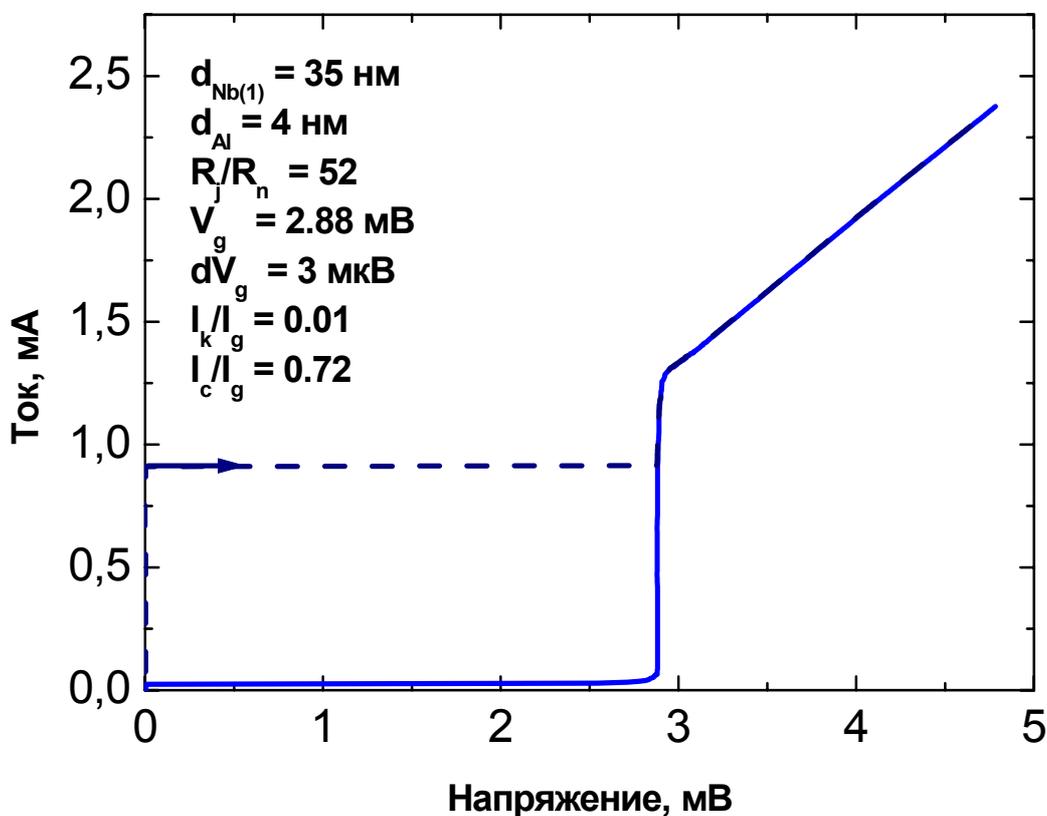
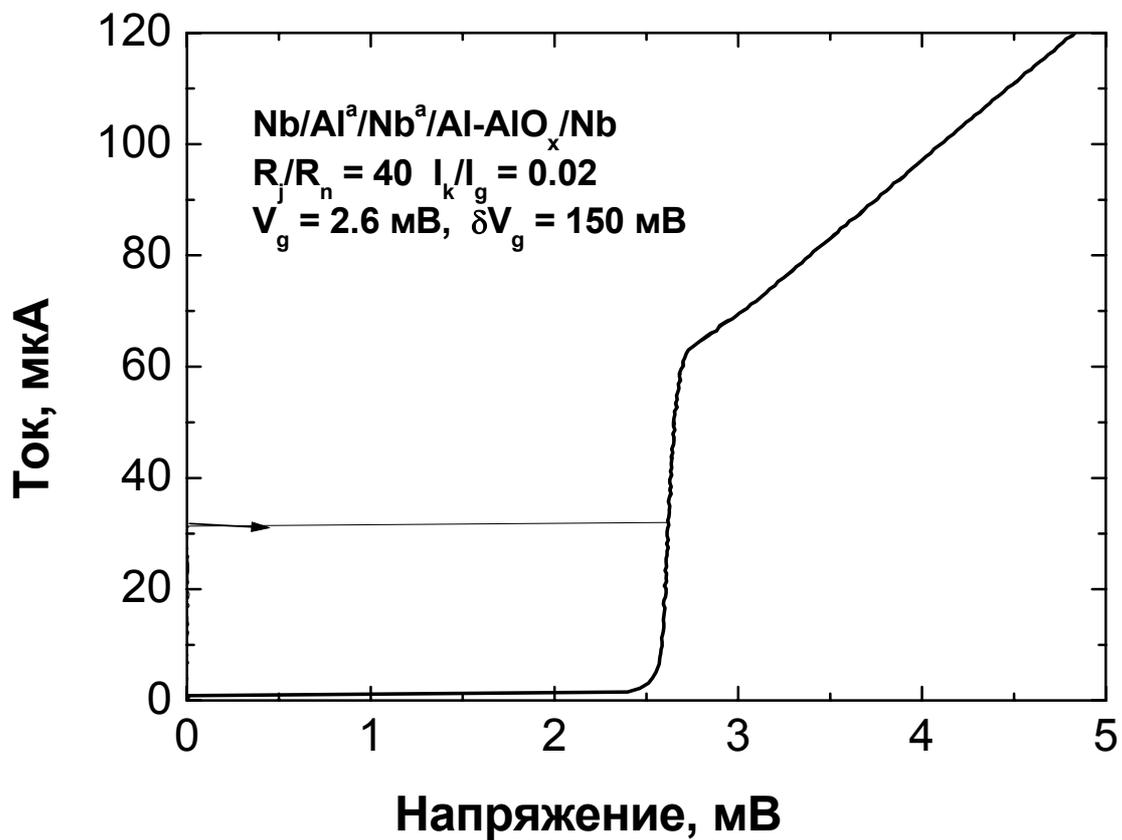
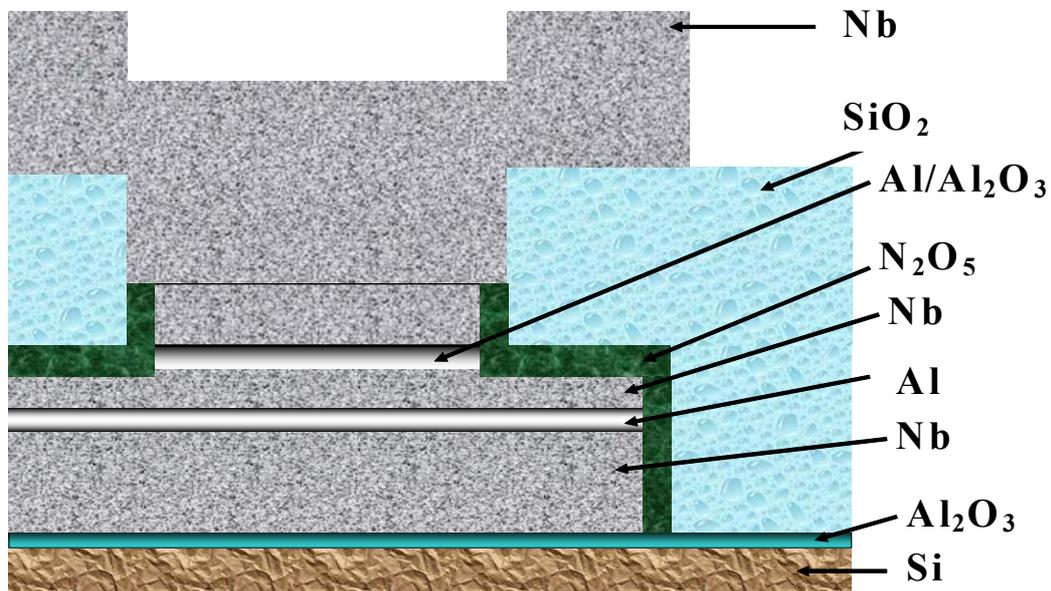


Рис. 2.7 Вольтамперная характеристика Nb/Al-AlO_x/Nb перехода с толщиной нижнего электрода $d^{Nb} = 35$ нм и толщиной барьерного алюминия $d^{Al} = 4$ нм.



а)



б)

Рис. 2.8 Вольтамперная характеристика (а) и схематическое изображение структуры перехода $\text{Nb/Al}^a/\text{Nb}^a/\text{Al-AlO}_x/\text{Nb}$ (б).

Глава 3. Туннельные джозефсоновские СИС-переходы на основе структур Nb/Al-AlN_x/Nb и Nb/Al-AlN_x/NbN

3.1 Барьер Al-AlN_x

Для дальнейшего улучшения частотных характеристик СИС смесителей, таких как ширина входной полосы смесителя, требуются туннельные СИС переходы с минимальным влиянием шунтирующей ёмкости, которое определяется параметром $\gamma_c = 2\pi \cdot f \cdot R_n \cdot A \cdot C_{eff}$. Для решения этой задачи требуются СИС переходы с высокой плотностью тока (низкими значениями $R_n A$) при сохранении приемлемого качества переходов ($R_j/R_n > 10$). Однако для традиционных переходов на основе структуры Nb/Al-AlO_x/Nb при достижении значений $R_n A$ порядка 20 Ом·мкм² происходит резкая деградация вольтамперных характеристик переходов. Согласно данным, приведённым в работе [48], барьеру AlO_x, толщиной в один молекулярный слой, соответствует значение $R_n A = 0.6$ Ом·мкм², а при толщине барьера в два молекулярных слоя величина $R_n A$ составляет уже 110 Ом·мкм². Таким образом, при значениях $R_n A = 20$ Ом·мкм², площадь барьера толщиной в один молекулярный слой составляет порядка 2.5 % к общей площади перехода, а вероятность появления проколов в мономолекулярном слое и образования каналов с СНС типом проводимости очень высока. Это приводит к резкому возрастанию тока утечки и невоспроизводимости процесса изготовления переходов. Одним из способов решения этой проблемы является поиск материалов в качестве туннельного барьера с более низкой высотой потенциального барьера ϕ , что позволяет формировать более толстые барьерные слои с высокой плотностью тока, т.к. вероятность туннелирования в диэлектрическом барьере определяется выражением [39]:

$$T = \exp\left(-2\sqrt{\frac{2m^*e\phi}{\hbar^2}}d\right) \quad (3.1)$$

где m^* - эффективная масса носителей заряда в диэлектрике, d – толщина туннельного барьера.

Наиболее перспективным материалом, способным успешно заменить термически сформированный барьерный AlO_x , в настоящее время является AlN_x , получаемый методом нитридации слоя алюминия в плазменном разряде в среде азота. Такой диэлектрический слой обладает более низкой высотой потенциального барьера по сравнению с AlO_x ($\phi_{\text{AlN}} \sim 0.88$ eV [40], $\phi_{\text{AlO}_x} \sim 2$ eV [41]) и близким значением диэлектрической постоянной $\epsilon \sim 8.5$ [42], что позволяет заменить барьер Al-AlO_x без модификации настроечных цепей СВЧ устройств. К тому же, изготовление СИС переходов с барьером Al-AlN_x возможно практически по той же технологии, что и переходы с барьером Al-AlO_x .

Другим важным преимуществом барьера Al-AlN_x является возможность использования NbN в качестве верхнего электрода туннельной структуры. Это позволяет увеличить щелевое напряжение перехода с 2.8 мВ для структур Nb/Al-AlN/Nb до 3.7 мВ для Nb/Al-AlN/NbN переходов, т.к. значение энергетической щели для ниобия составляет $\Delta_{\text{Nb}} = 1.4$ мВ, а для нитрида ниобия $\Delta_{\text{NbN}} = 2.3$ мВ при температуре 4.2 К. Тем самым, возможно существенное повышение верхней частотной границы работы СВЧ устройств согласно условию $f < f_g = 2eV_g/h$. Для переходов с барьером Al-AlO_x использование NbN в качестве верхнего электрода приводит к деградации его сверхпроводниковых свойств в приграничном к барьеру слое из-за диффузии избытка кислорода с поверхности слоя AlO_x [43].

В силу инертности молекул азота, получение барьера Al-AlN_x возможно путем прямого контакта чистого алюминия с газовой средой, как это делается в случае традиционного окисления. Поэтому был предложен метод выращивания слоя AlN_x путем воздействия ионов азота, возникающих в плазменном разряде, на поверхность слоя алюминия. Впервые такой метод формирования туннельного барьера Al-AlN_x для СИС переходов на основе структуры $\text{Nb/Al-AlN}_x/\text{Nb}$ был применён Шиотой (T. Shiota) и др. [44].

Однако получить высококачественные переходы с высокой плотностью тока в результате данного эксперимента не удалось т.к. обрабатываемая подложка в процессе нитридации находилась непосредственно на электроде, к которому была подведена ВЧ мощность. Поверхность алюминия при этом подвергалась прямой бомбардировке высокоэнергетических ионов азота, в результате чего диэлектрический слой AlN_x формировался с большим количеством дефектов. Более прогрессивный способ был предложен Бамблом (B. Bumble) и др. [43]. В этом эксперименте подложка находилась на заземлённом электроде, расположенном непосредственно над электродом с подведённой ВЧ мощностью. Такой способ исключал процесс бомбардировки ионами поверхности подложки, что позволило выращивать барьер с минимальным количеством дефектов и, соответственно, получать высококачественные переходы с высокой плотностью тока. Также в этой работе впервые были продемонстрированы ВАХ СИС-переходов на основе структуры Nb/Al- AlN_x /NbN.

Эта глава посвящена экспериментальной проверке и исследованию данного метода.

3.2 Методика проведения эксперимента

В целом, технология изготовления переходов с барьером Al- AlN_x такая же, как и для стандартных переходов с Al- AlO_x барьером. Главное отличие заключается в том, что вместо окисления барьерного Al, проводится его нитридизация в плазменном разряде.

Формирование трехслойной структуры проводилось в едином вакуумном цикле в высоковакуумной напылительной установке L 560 UV с давлением остаточных газов 2×10^{-8} мбар. Подложка крепилась на медном, заземленном, водоохлаждаемом держателе с постоянной температурой 20°C. Для наилучшего теплообмена между тыльной стороной подложки и поверхностью держателя наносился слой диффузионного масла.

Сначала на кремниевую подложку, покрытую защитным стоп-слоем Al_2O_3 толщиной 100 нм, наносился нижний ниобиевый электрод трехслойной структуры толщиной 200 нм со скоростью напыления – 120 нм/мин. Затем поверх ниобия напылялся слой барьерного Al толщиной порядка 7 нм со скоростью напыления 12 нм/мин. Оба слоя наносились методом магнетронного DC напыления в среде Ar при рабочем давлении 8×10^{-3} и 5×10^{-3} мбар для Nb и Al соответственно. Базовый электрод формировался методом взрывной литографии, поэтому на подложке перед началом напыления предварительно создавалась маска из фоторезиста, определяющая геометрию базового электрода.

После напыления слоя барьерного алюминия, подложка помещалась непосредственно над RF-магнетроном на расстоянии 140 мм и инициировался плазменный разряд в среде азота чистотой 99.9999% и рабочем давлении 3×10^{-2} мбар. Схема процесса нитридации приведена на рис. 3.1. Учитывая тот факт, что в процессе нитридации происходит распыление материала мишени, на RF-магнетрон крепилась пятидюймовая алюминиевая мишень с чистотой алюминия 99.999%. В процессе формирования барьера AlN_x , поверхность алюминия взаимодействует с ионами азота, состоящими в основном из ионов N_2^+ и небольшой доли (несколько процентов) ионов N^+ [45], которые взаимодействуют с поверхностными атомами алюминия и диффундируют вглубь барьерного слоя. Скорость роста слоя AlN_x зависит от концентрации ионов азота у поверхности подложки их энергии, что определяется мощностью плазменного разряда, и экспоненциально падает по мере увеличения толщины барьера. Вторым фактором, определяющим формирование барьера AlN_x , является процесс реактивного распыления в среде азота атомов алюминия с поверхности мишени. Несмотря на то, что скорость реактивного напыления AlN_x очень низкая (порядка 0.02 Å/сек при мощности 0.5 Вт/см²) и время процесса относительно невелико, тем не менее реактивным

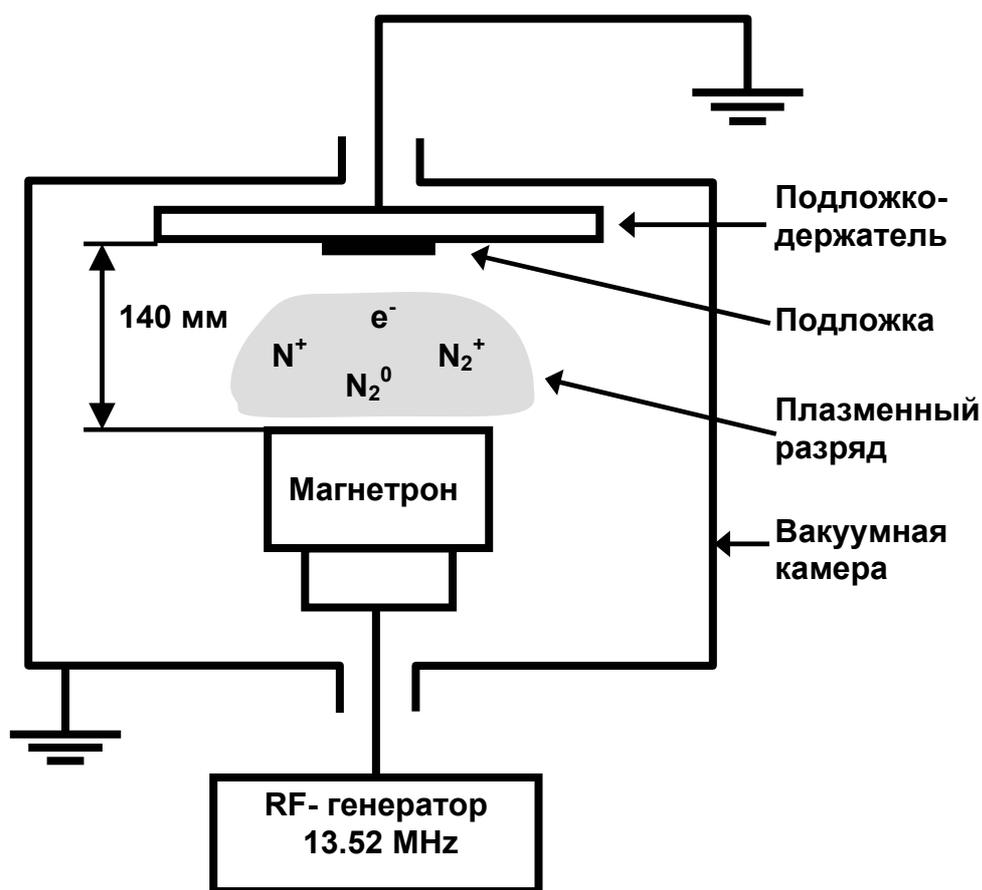


Рис. 3.1 Схема процесса нитридизации барьерного алюминия в плазменном разряде.

напылением может формироваться довольно значительная часть барьера в зависимости от мощности и продолжительности процесса. Тем самым, варьируя мощность и время процесса можно изменять значение R_{nA} переходов в очень широком диапазоне. Как было показано в работах Иосада и др. [46,47], давление азота во время процесса нитридизации на значение R_{nA} существенным образом не влияет.

После завершения процесса нитридизации, поверхность сформированного барьера $Al-AlN_x$ методом магнетронного DC-напыления наносился слой верхнего электрода трехслойной структуры толщиной 50 нм из Nb или NbN для структур Nb/ $Al-AlN_x$ /Nb и Nb/ $Al-AlN_x$ /NbN соответственно. Нитрид ниобия осаждался методом реактивного DC-напыления в среде Ar с добавлением 9% N_2 со скоростью 90 нм/мин. Полученные в таком режиме

плёнки NbN имеют критическую температуру $T_c = 15.5$ К. Дальнейшие этапы формирования туннельных переходов полностью идентичны технологии изготовления стандартных переходов на основе Nb/Al-AlO_x/Nb структур.

3.3 СИС переходы на основе структуры Nb/Al-AlN_x/Nb

В ходе эксперимента исследовались зависимости плотности тока переходов Nb/Al-AlN_x/Nb от мощности плазменного RF разряда и времени процесса нитридации при фиксированном значении давления азота равном 3×10^{-2} мбар. Было изготовлено несколько серий тестовых образцов с переходами площадью 3 мкм². Зависимости значения R_{nA} от времени нитридации для различных мощностей RF разряда представлены на рис. 3.2. Вольтамперные характеристики переходов с различной плотностью

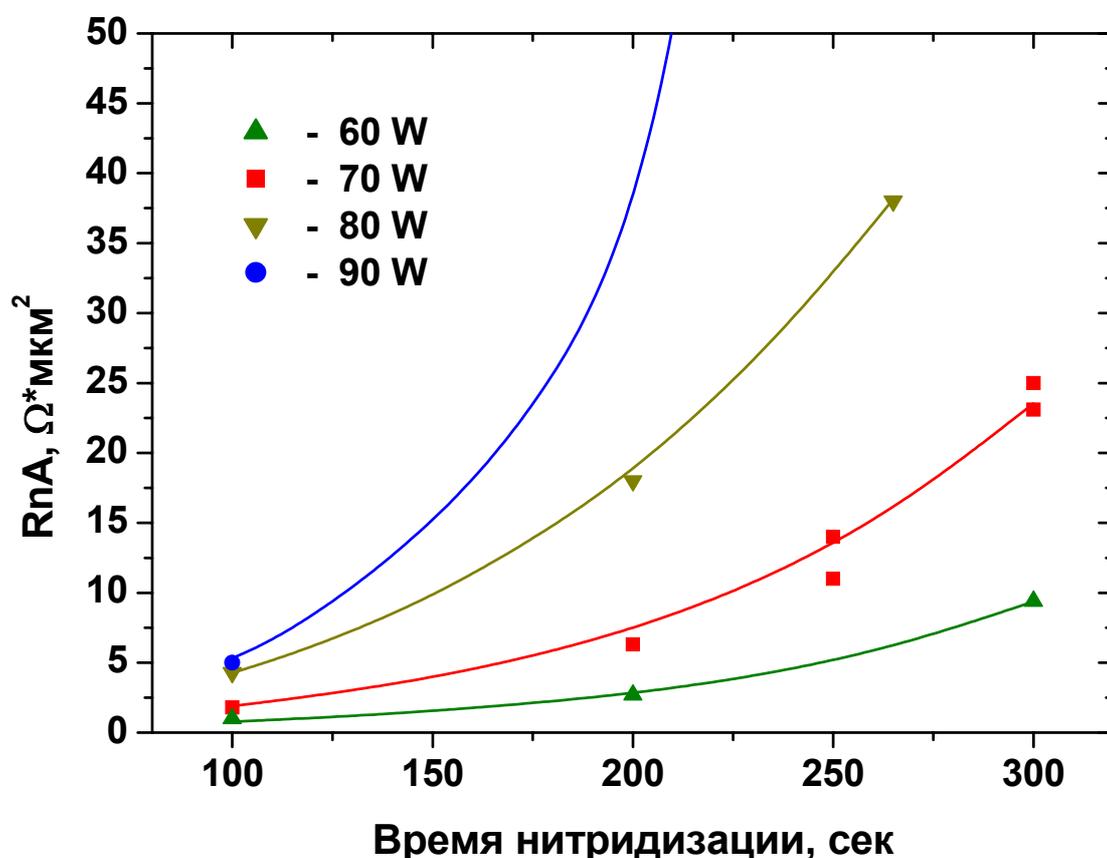


Рис. 3.2 Зависимости плотности тока СИС-переходов от времени нитридации при различных мощностях плазменного разряда для структур Nb/Al-AlN_x/Nb.

тока представлены на рис. 3.3. Критический ток во время измерений был подавлен магнитным полем.

Как было отмечено в работах [43, 46], плазмохимическая нитридизация барьерного алюминия достигает своего насыщения за довольно короткий промежуток времени, после чего рост барьерного слоя за счёт диффузии ионов азота оказывает незначительное влияние на величину $R_n A$. Дальнейшее экспоненциальное возрастание значения $R_n A$ определяется уже реактивным напылением искусственного слоя AlN_x с поверхности мишени.

С увеличением плотности тока значение щелевого напряжения V_g и отношение R_j/R_n плавно снижаются. В первую очередь это связано с тем, что по мере возрастания прозрачности барьера, в нем возникают каналы с СНС типом проводимости, которые шунтируют ВАХ перехода. Это приводит к возрастанию тока подщелевой утечки, и общему сглаживанию квазичастичной нелинейности. Транспорт квазичастиц в таких каналах в значительной степени определяется многократными андреевскими отражениями на границе нормальный металл - сверхпроводник, в основе которых лежит процесс разрушения и создания куперовских пар. Это приводит к образованию ступенек тока при значениях напряжения $2\Delta/ne$, где n – целое число, соответствующее числу прохождений квазичастицы через границу нормальный металл – сверхпроводник. Наиболее сильно этот эффект проявляется при значении $V = 2\Delta/2e \sim 1.4$ мВ (рис. 3.3 а,б), что в значительной степени снижает отношение R_j/R_n . Подробно андреевские отражения в СНИС переходах рассмотрены в работе [48] на примере структур $\text{Nb}/\text{Al}-\text{AlO}_x/\text{Nb}$.

Другим фактором, оказывающим сильное влияние на качество ВАХ, является эффект самонагрева переходов, что также приводит к увеличению тока утечки и образованию отрицательного наклона ВАХ при скачке тока на щели (рис. 3.3 а,б). При достижении значения $R_n A \sim 1$ Ом·мкм² на ВАХ переходов наблюдается излом линии R_n в области значений напряжений

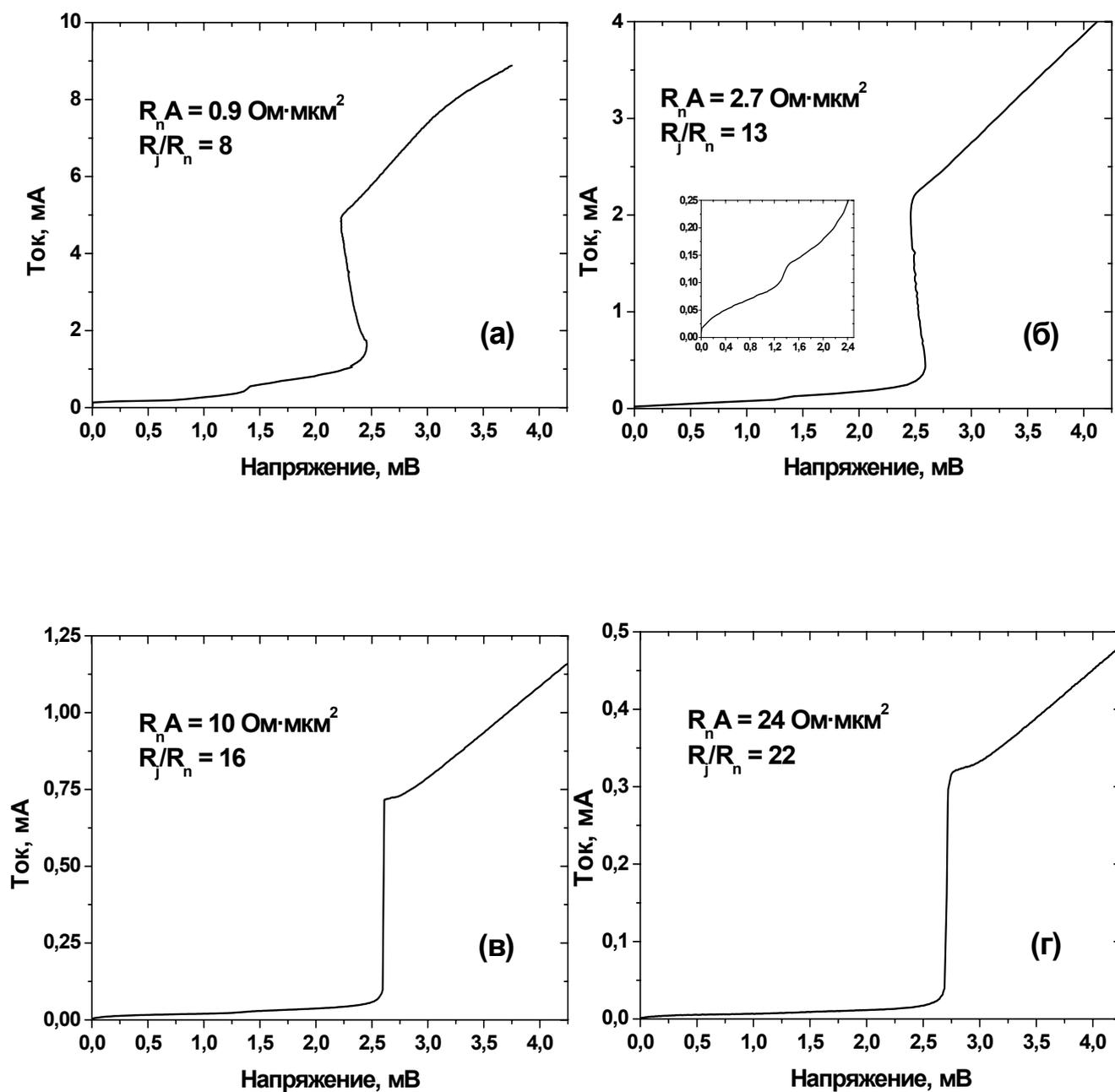


Рис. 3.3 Вольтамперные характеристики СИС-переходов на основе структуры $Nb/Al-AlN_x/Nb$ с различной плотностью тока. Площадь переходов 3 мкм^2 . Критический ток переходов подавлен магнитным полем.

~ 3.2 мВ (рис. 3.3 а), что связано, видимо, с переходом структуры в нормальное состояние. Аналогичное поведение ВАХ наблюдалось и в работе [46], но в этом эксперименте излом линии происходил при значениях $R_n A \sim 2.5$ Ом·мкм², т.к. площадь переходов, исследуемых в этой работе, составляла 10 мкм². При дальнейшем уменьшении значения $R_n A$ без уменьшения площади перехода происходят ещё более значительные искажения ВАХ, что сильно затрудняет их объективный анализ. Тем не менее, из приведённых данных видно, что даже при таких высоких плотностях тока барьер AlN_x остается достаточно сплошным и стабильным и значение $R_n A$ - 0.9 Ом·мкм² не является предельным, но для получения и анализа переходов с более низкими значениями $R_n A$ необходимо изготовление переходов субмикронных размеров.

Следует отметить, что отношение R_j/R_n стабилизируется при значениях $R_n A > 20$ Ом·мкм² на уровне 20 - 25 и практически не изменяется при дальнейшем увеличении $R_n A$.

3.4 СИС переходы на основе структуры Nb/Al-AlN_x/NbN

В ходе данной работы было проведено исследование зависимости значения $R_n A$ переходов на основе структуры Nb/Al-AlN_x/NbN от времени нитридации при мощности RF разряда 70 Вт и давлении азота 3×10^{-2} мбар и проведено сравнение с аналогичной зависимостью для переходов на основе структуры Nb/Al-AlN_x/Nb (рис. 3.4). Видно, что при тех же самых режимах процесса нитридации, значение $R_n A$ для Nb/Al-AlN_x/NbN переходов в несколько раз больше, чем для переходов Nb/Al-AlN_x/Nb. Это, видимо, происходит из-за процесса диффузии атомов азота с поверхности слоя AlN_x в приграничные слои верхнего ниобиевого электрода в структурах Nb/Al-AlN_x/Nb, а в структурах с верхним электродом из нитрида ниобия этот процесс выражен в значительно меньшей степени. В пользу этого предположения говорит тот факт, что качество Nb/Al-AlN_x/NbN переходов

значительно выше, чем качество переходов с верхним электродом из ниобия. На рисунке 3.5 приведены типичные ВАХ для переходов на основе структуры Nb/Al-AlN_x/NbN с различной площадью и плотностью тока. Величина щелевого напряжения плавно снижается от $V_g = 3.7$ мВ при $R_n A > 40$ Ом·мкм² до $V_g = 3.47$ при $R_n A = 3.2$ Ом·мкм². Также снижается и отношение R_j/R_n . На рисунке 3.6 приведены зависимости отношения R_j/R_n от параметра $R_n A$ для переходов различного типа. Переходы на основе структуры Nb/Al-AlN_x/NbN обладают значительно более высоким отношением R_j/R_n при низких значениях $R_n A$, чем переходы на основе структур Nb/Al-AlO_x/Nb и Nb/Al-AlN_x/Nb. Таким образом, хорошее качество при высоких плотностях тока и более высокое по сравнению с ниобиевыми переходами значение щелевого напряжения, делает переходы на основе структуры Nb/Al-AlN_x/NbN весьма перспективными в области создания сверхпроводниковых СВЧ устройств.

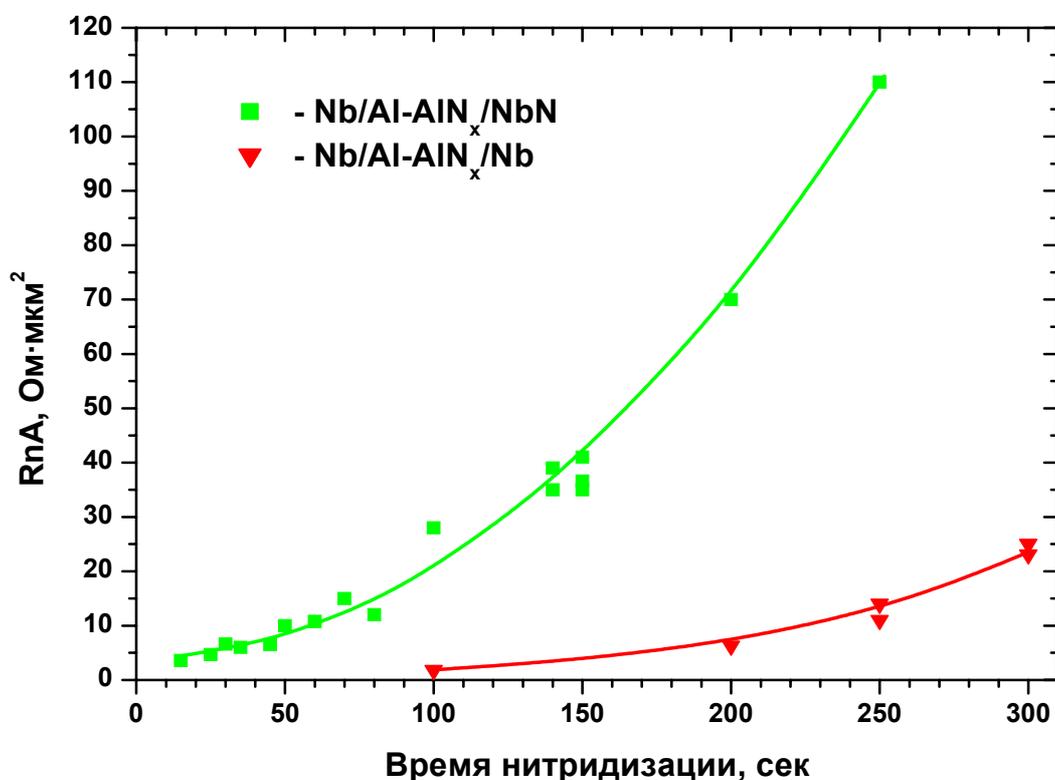


Рис. 3.4 Зависимость параметра $R_n A$ СИС-переходов от времени нитридации для структур Nb/Al-AlN_x/Nb и Nb/Al-AlN_x/NbN при мощности плазменного разряда 70 Вт.

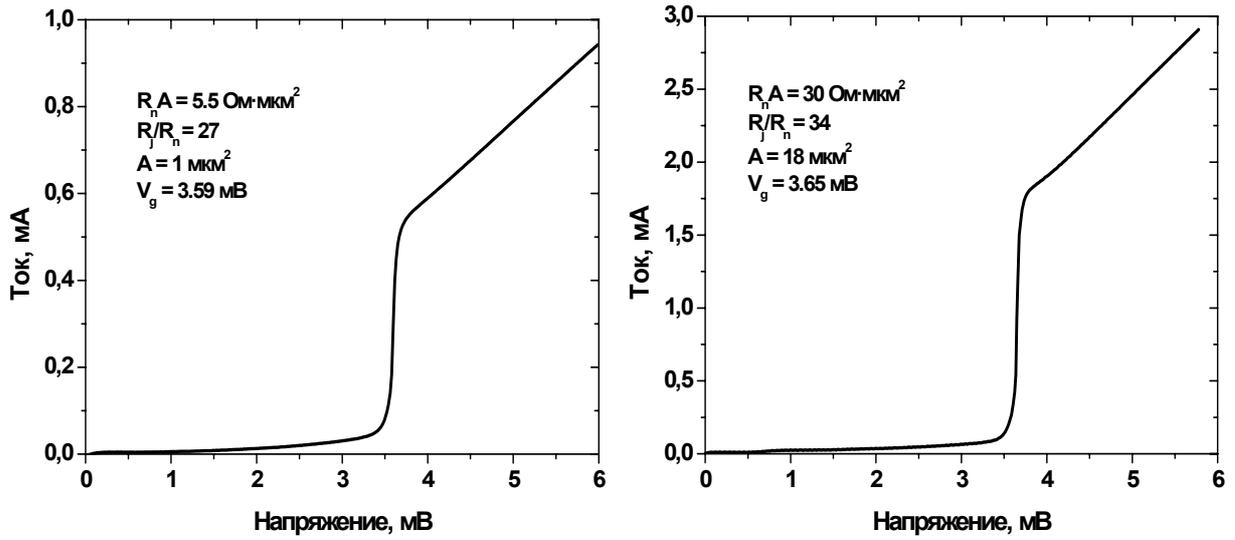


Рис. 3.5 Вольтамперные характеристики СИС-переходов на основе структуры Nb/Al-AlN_x/NbN. Критический ток переходов подавлен магнитным полем.

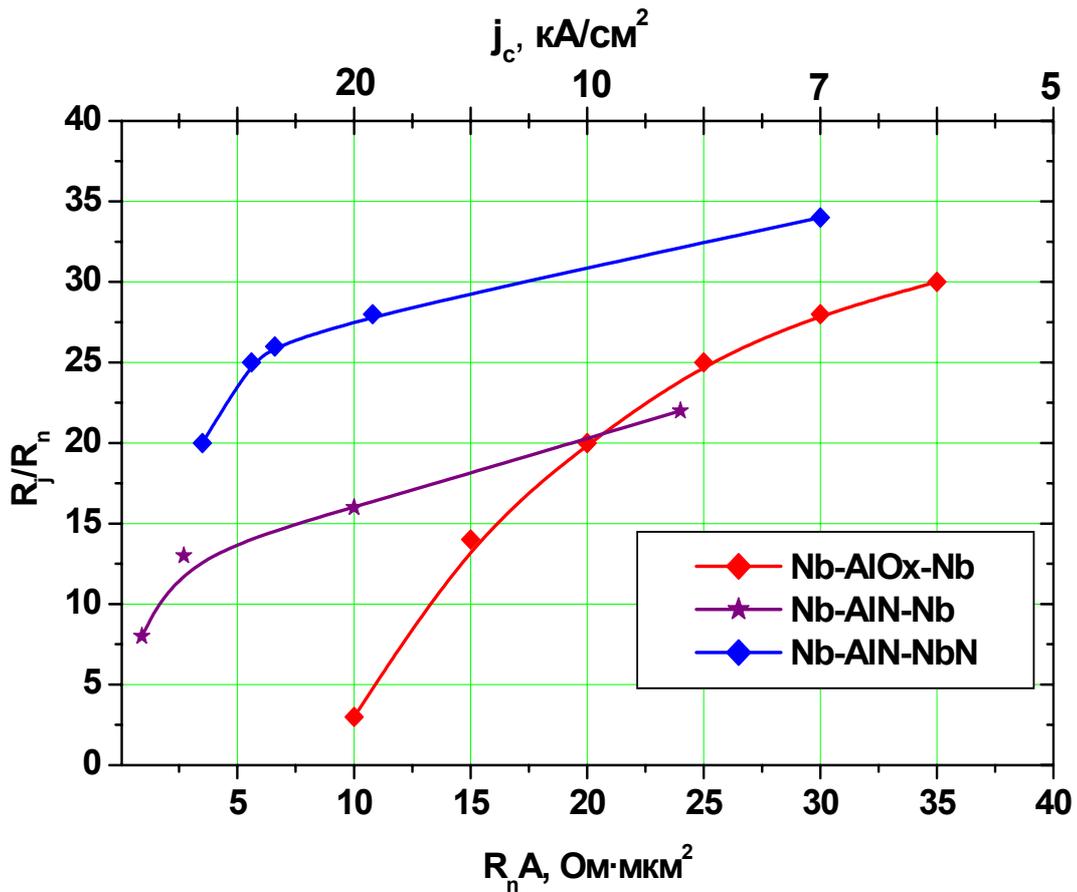


Рис. 3.6 Зависимости отношения R_j/R_n от значения $R_n A$ для СИС переходов различного типа структур.

3.5 Сверхпроводниковый генератор гетеродина на основе структуры Nb/Al-AlN_x/NbN

Как упоминалось выше, сверхпроводниковые СИС смесители, работающие в квантовом режиме преобразования частоты, являются в настоящее время наиболее чувствительными детекторами СВЧ излучения диапазоне частот 50 - 1000 ГГц. В таких устройствах детектируемый сигнал смешивается в джозефсоновском туннельном СИС переходе с сигналом гетеродина с незначительно отличающейся частотой. Получающийся в результате такого смещения сигнал промежуточной частоты усиливается и регистрируется усилителем промежуточной частоты. Для реализации высоких частотных характеристик спектрометра необходимо, чтобы генератор гетеродина обладал достаточной мощностью СВЧ излучения для накачки СИС смесителя, имел широкий диапазон плавной перестройки рабочей частоты и обладал минимальной шириной линии автономной генерации. В качестве такого генератора может выступать, как *внешний* генератор, например генератор на лампе обратной волны (ЛОВ генератор), так и *внутренний*, где источником электромагнитной генерации является джозефсоновский туннельный переход.

ЛОВ генераторы обладают достаточной мощностью, узкой шириной линии автономной генерации и перекрывают весь миллиметровый и субмиллиметровый диапазоны вплоть до длин волн $\lambda \sim 0.2$ мм [49], с возможностью плавной перестройки частоты управляющим напряжением в достаточно широком диапазоне. Однако такие генераторы являются весьма громоздкими и дорогостоящими системами, т.к. для их работы требуются сильное магнитное поле ~ 1.2 Тл, высокое напряжение до 6 кВ и водяное охлаждение. Наиболее перспективными для практического применения, особенно для создания компактных систем бортового базирования, являются *сверхпроводниковые генераторы гетеродина (СГГ)* на основе *длинного*

джозефсоновского перехода (ДДП), длина которого L много больше его ширины W и джозефсоновской глубины проникновения магнитного поля λ_J .

В таком длинном переходе под действием магнитного поля и транспортного тока, называемого током смещения I_B , возникает однонаправленное движение джозефсоновских вихрей – флаксонов, содержащих одиночный квант магнитного потока $\Phi_0 = h/2e$. При достижении каждым таким вихрем конца перехода генерируется импульс напряжения. В соответствии с соотношением Джозефсона, переход при среднем напряжении на переходе V генерируется электромагнитные колебания с частотой $f = (2\pi/\Phi_0) \cdot V$ (483.6 ГГц/мВ). Скорость и плотность флаксонов и, следовательно, частоту и мощность излучения можно перестраивать путем изменения транспортного тока и/или магнитного поля. Магнитное поле в ДДП создается с помощью внешней катушки индуктивности или специальной интегральной линией управления. Размер флаксона равен $2\lambda_J$ вдоль оси перехода и $2\lambda_L$ в перпендикулярном плоскости туннельного слоя направлении, где λ_L - лондоновская глубина проникновения магнитного поля. Типичное значение λ_L для пленок ниобия ~ 90 нм. Максимальная скорость движения вихрей совпадает со скоростью распространения электромагнитных волн в переходе равной $\bar{c} = c \sqrt{\frac{d}{\epsilon \cdot l}}$, где d – толщина барьера, ϵ – его диэлектрическая постоянная, $l = d + 2\lambda_L$.

Работа СГГ на основе ДДП имеет ряд особенностей связанных с различными режимами протекания флаксонов. При напряжениях $V < V_g/3$ имеет место, так называемый, *резонансный* режим протекания флаксонов. Этот режим характеризуется малым значением параметра затухания электромагнитной волны α и переход ведёт себя как резонансная линия передачи с резонансными модами собственных электромагнитных колебаний. Часть генерируемого потоком флаксонов электромагнитного излучения отражается на конце перехода и достигает его противоположного

конца. В результате чего в переходе возникают стоячие волны с резонансными модами $f_n = n\pi\bar{c}/L$, где \bar{c} - скорость распространения электромагнитной волны в переходе, а n - целое число. Эти моды взаимодействуют с джозефсоновской генерацией, и при совпадении частоты джозефсоновских колебаний с одной из резонансных мод на ВАХ перехода образуются ступеньки тока при напряжениях $V_n = n \cdot h\bar{c}/4eL$, называемые *ступеньками Фиске*. Таким образом, вольтамперные характеристики ДДП в этой области напряжений имеют ярко выраженную резонансную структуру. Это в значительной степени затрудняет осуществление плавной перестройки частоты генератора, а то и вовсе делает её невозможной, что снижает эффективность работы спектрометра.

При значениях напряжения $V \sim V_g/3$ происходит резкое возрастание квазичастичного тока перехода, которое объясняется *эффектом джозефсоновской самонакачки (JSC – Josephson self-coupling)* [50]. Этот эффект вызван поглощением собственного джозефсоновского излучения перехода его квазичастицами, и на ВАХ появляются ступеньки квазичастичного тока при напряжениях $V_{JSC} = V_g/(2n + 1)$, где n - целое число. При этом происходит скачкообразное возрастание параметра затухания электромагнитной волны α , что приводит к исчезновению ступенек Фиске и ДДП переходит в так называемый режим *вязкого* течения вихрей. Возникновение такой ступеньки квазичастичного тока характеризуется резким возрастанием дифференциального сопротивления перехода при значениях напряжения несколько превышающих $V_g/3$, что приводит к уширению линии генерации СГГ, и спектральное качество генератора в этой области снижается. При более высоких значениях напряжений дифференциальное сопротивление ДДП уменьшается, сужается полоса автономного излучения, и становится легко осуществимой плавная перестройка частоты СГГ в достаточно широком диапазоне.

Такой переход генерирует сигнал вплоть до напряжения порядка $V_g/2 = \Delta/e$, пока энергия генерируемых квантов не превышает энергию

джозефсоновского взаимодействия Δ . Превышение этой энергии приводит к разрыву куперовских пар и поглощению электромагнитной волны в электродах перехода.

На рисунке 3.7 приведены семейства ВАХ СГГ на основе структур Nb/Al-AlO_x/Nb (а) и Nb/Al-AlN_x/NbN (б), измеренные при различных значениях магнитного поля, заданного с помощью интегральной линии управления. Цветовая палитра передает уровень увеличения постоянного тока СИС смесителя, индуцированного излучением СГГ в процентах от скачка его квазичастичного тока на щели I_g . Красные области соответствуют параметрам работы СГГ при которых рост квазичастичного тока СИС смесителя превышает 25% скачка его тока при щелевом напряжении. Этот уровень заведомо выше минимально достаточного для нормальной работы смесителя. На рисунке отчетливо видна граница перехода режима протекания флаксонов от резонансного к вязкому, выраженная в виде характерного уплотнения ВАХ в области трети щелевого напряжения, которая примерно равна 0.95 и 1.25 мВ для переходов на основе структуры Nb/Al-AlO_x/Nb и Nb/Al-AlN_x/NbN соответственно. Также хорошо виден резонансный характер ВАХ в области значений напряжений $V < V_g/3$, обусловленный наличием ступенек Фиске.

Ранее в ИРЭ РАН была предложена концепция полностью сверхпроводникового интегрального приемника (СИП) на основе структуры Nb/Al-AlO_x/Nb [51, 52], в котором на одной микросхеме объединены приемная антенна, СИС смеситель, работающий в квантовом режиме преобразования частоты, и сверхпроводниковый генератор гетеродина на основе ДДП. При подаче постоянного питания от батарей микросхема такого приемника работает как супергетеродинный приемник в субмиллиметровом диапазоне длин волн, не требуя никакого дополнительного СВЧ оборудования, что означает значительное сокращение габаритов, массы и потребляемой мощности приемных устройств.

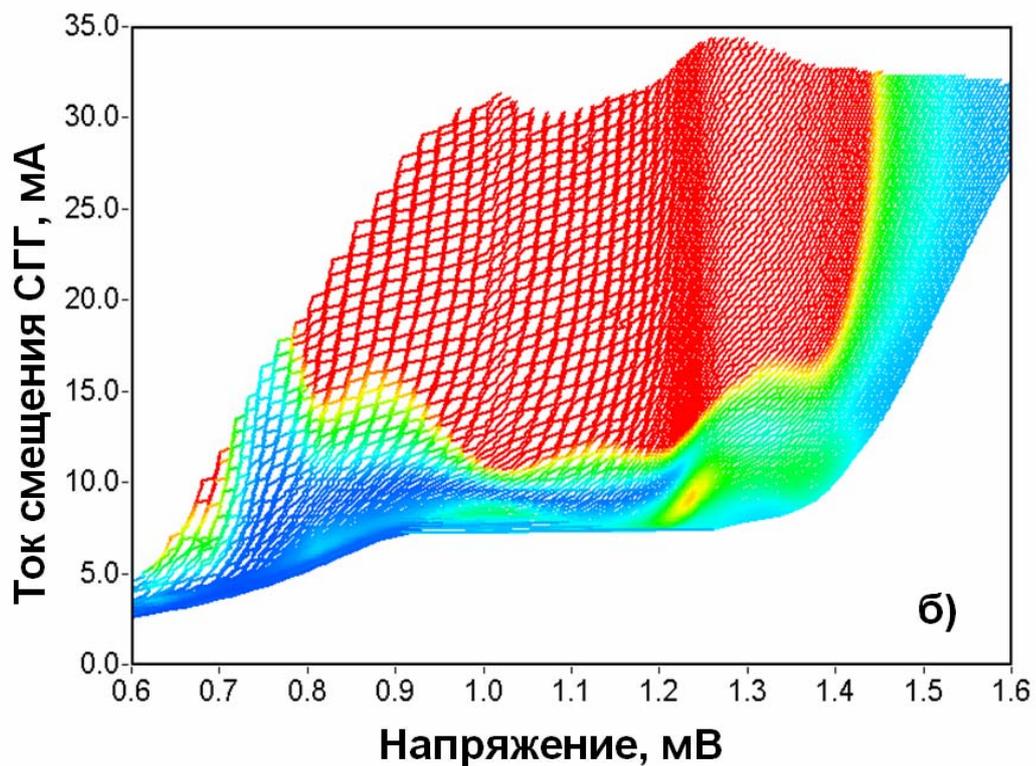
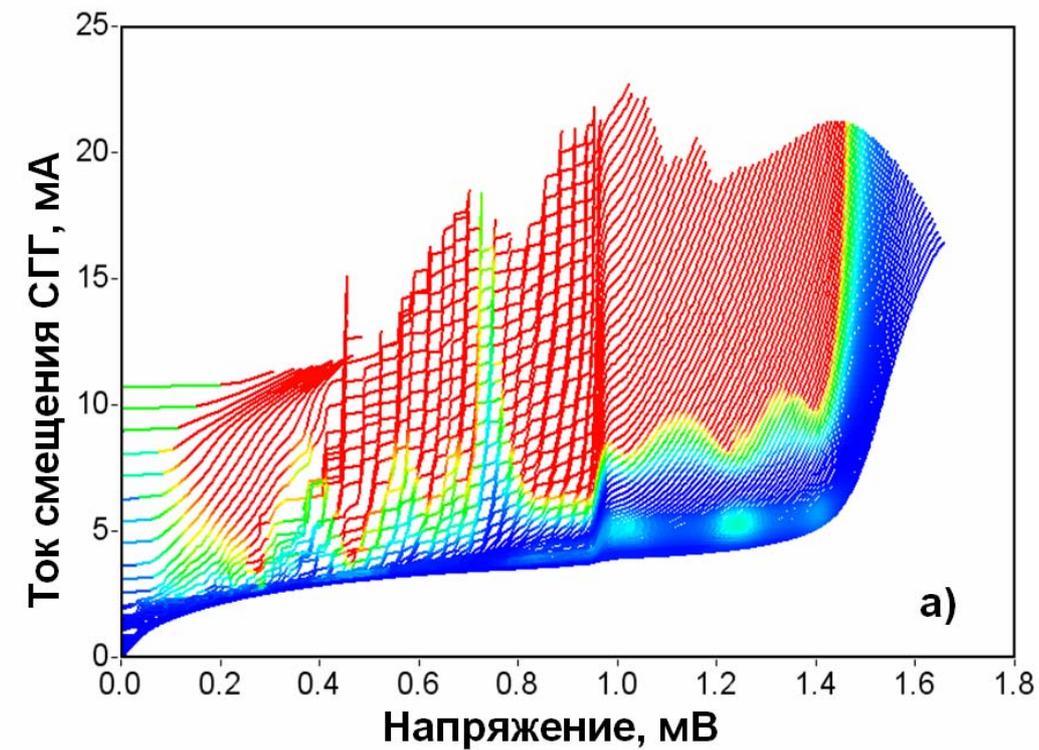


Рис. 3.7 Семейства ВАХ СГГ на основе структур Nb/Al-AlO_x/Nb (а) и Nb/Al-AlN_x/NbN (б), измеренные при различных значениях магнитного поля (измерения выполнены Торгашиным М.Ю.).

Такие интегральные приёмники в диапазоне 300 - 700 ГГц продемонстрировали параметры на уровне лучших сверхпроводниковых СИС приемников с внешним гетеродином. Однако, из-за эффекта джозефсоновской самонакачки, ширина линии генерации СГГ на основе Nb/Al-AlO_x/Nb переходов в области частот 470 ÷ 550 ГГц, соответствующей области трети щели, превышает 5 МГц, что делает невозможной реализацию режима фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ) генератора с достаточно высоким спектральным качеством в этом частотном диапазоне. Особенно сильно эффект джозефсоновской самонакачки в области трети щели проявляется при увеличении плотности тока выше порядка 10 кА/см², которая является оптимальной для СИС смесителей субмиллиметрового диапазона длин волн. Кроме того, в области частот ниже 450 ГГц становится невозможной плавная перестройка частоты таких СГГ, что связано с наличием резонансных ступеней Фиске. Все это делает работу интегрального спектрометра с СГГ на основе Nb/Al-AlO_x/Nb переходов в диапазоне частот 350 - 550 ГГц неэффективной. Однако этот диапазон является чрезвычайно важным для практических приложений, в частности для мониторинга атмосферы Земли с борта высотных аэростатов. Для решения этих проблем был разработан СГГ на основе Nb/Al-AlN_x/NbN переходов [A23 - A27]. В ДДП на основе структуры Nb/Al-AlN_x/NbN проблематичная область трети щели смещена в диапазон 610 ÷ 660 ГГц, а ступеньки Фиске, благодаря более высокому параметру затухания α в таких переходах, имеют заметный наклон. Это позволяет установить любую частоту резонансной области работы ДДП и реализовать систему автоматической подстройки частоты СГГ в резонансном режиме, но для каждой частоты значения тока смещения должны лежать в определенных пределах. Хотя это и затрудняет настройку СГГ, затраченные усилия окупаются шириной линии генерации менее 3 МГц во всем диапазоне от 350 до 600 ГГц. На рисунке 3.8 приведены зависимости ширины линии генерации СГГ от частоты для структур Nb/Al-AlO_x/Nb и Nb/Al-AlN_x/NbN.

Следует также отметить, что использование СИС переходов на основе структуры Nb/Al-AlN_x/NbN в качестве СГГ не вносит дополнительных шумов в работу СИП, а высокое, по сравнению с Nb/Al-AlO_x/Nb переходами значение щелевого напряжения $V_g = 3.7$ мВ, позволяет потенциально расширить частотный диапазон работы СГГ до 900 МГц (при использовании линий передачи из нитрида ниобия).

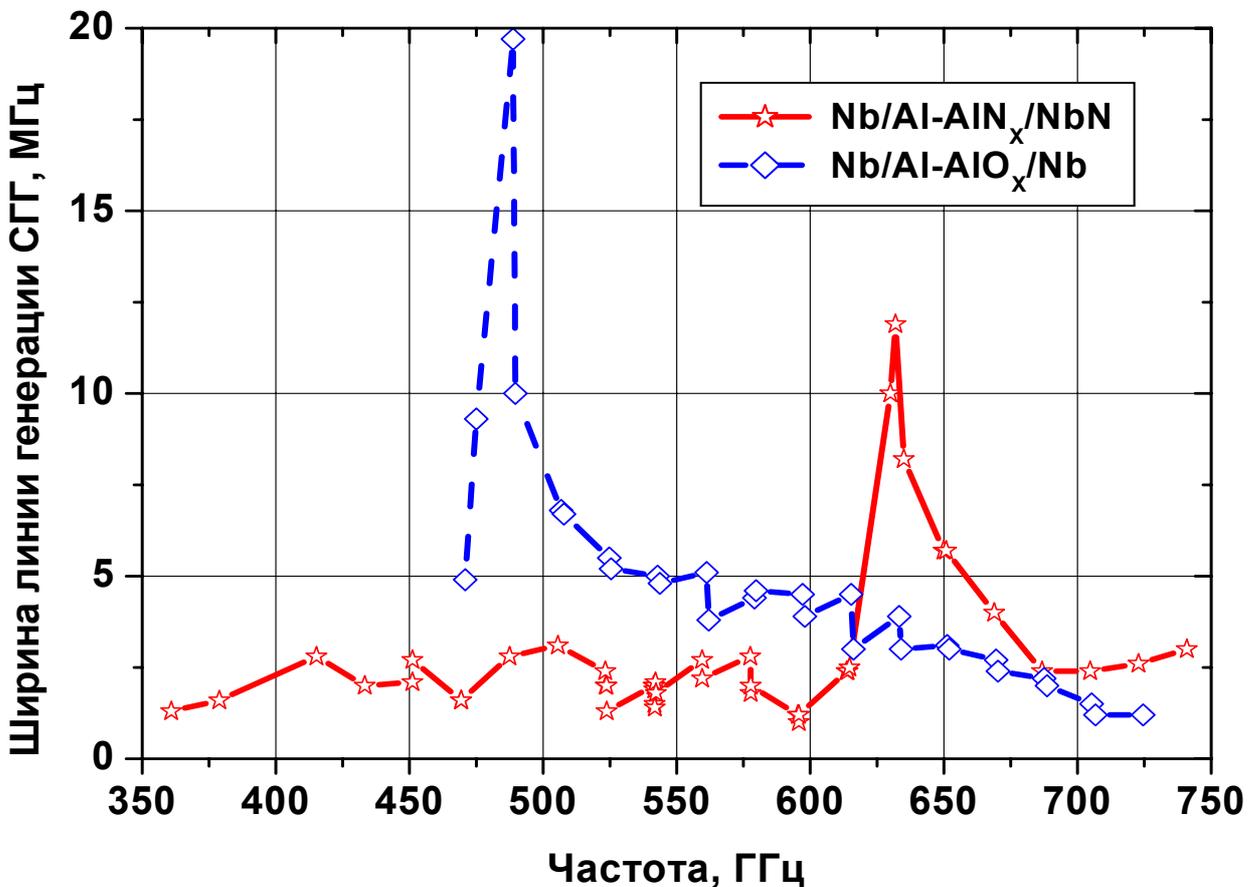


Рис. 3.8 Зависимости ширины линии генерации СГГ от частоты для структур Nb/Al-AlO_x/Nb и Nb/Al-AlN_x/NbN (измерения выполнены Торгашиным М.Ю.).

Глава 4. Туннельные джозефсоновские СИС-переходы на основе структуры NbN/MgO/NbN

4.1 Свойства плёнок NbN и СИС структуры на их основе.

Для дальнейшего расширения верхней частотной границы работы СВЧ устройств необходимы туннельные СИС переходы с более высоким значением щелевого напряжения V_g , зависящего от критической температуры материалов электродов. Наиболее перспективным в настоящий момент направлением в этой области является полная замена ниобиевых электродов СИС переходов на NbN или NbTiN. К достоинствам NbN можно отнести его высокую жесткость, химическую стойкость, устойчивость к термоциклированию и значительно более высокую по сравнению с ниобием критическую температуру ($\sim 15 \div 16$ К). Плёнки NbN относительно легко получают методом реактивного распыления ниобия в среде смеси аргона с азотом. Недостатками являются: малая длина когерентности $\xi_{NbN} \sim 4-7$ нм, большая лондоновская глубина проникновения магнитного поля $\lambda_{NbN} \sim 180$ нм и высокое значение удельного сопротивления $\rho_{NbN} > 60$ мкОм·см. Другим серьёзным недостатком плёнок NbN является сильная зависимость их электрофизических свойств и кристаллической структуры от параметров процесса напыления и условий роста. Наилучшие свойства имеют эпитаксиальные плёнки NbN выращенные на подложках из монокристаллического MgO, который имеет такую же кубическую структуру кристаллической решетки, как и NbN с очень близким значением параметра решётки $a = 0,4213$ нм. Для NbN параметр решётки зависит от стехиометрического состава и лежит в пределах от $a = 0,4373$ нм до $a = 0,4397$ нм для NbN_{0,88} и NbN_{1,06} соответственно. На рисунке 4.1 приведены зависимости основных электрофизических свойств эпитаксиальных плёнок NbN, выращенных на подложке из монокристаллического MgO без дополнительного нагрева подложки от параметров процесса напыления [13].

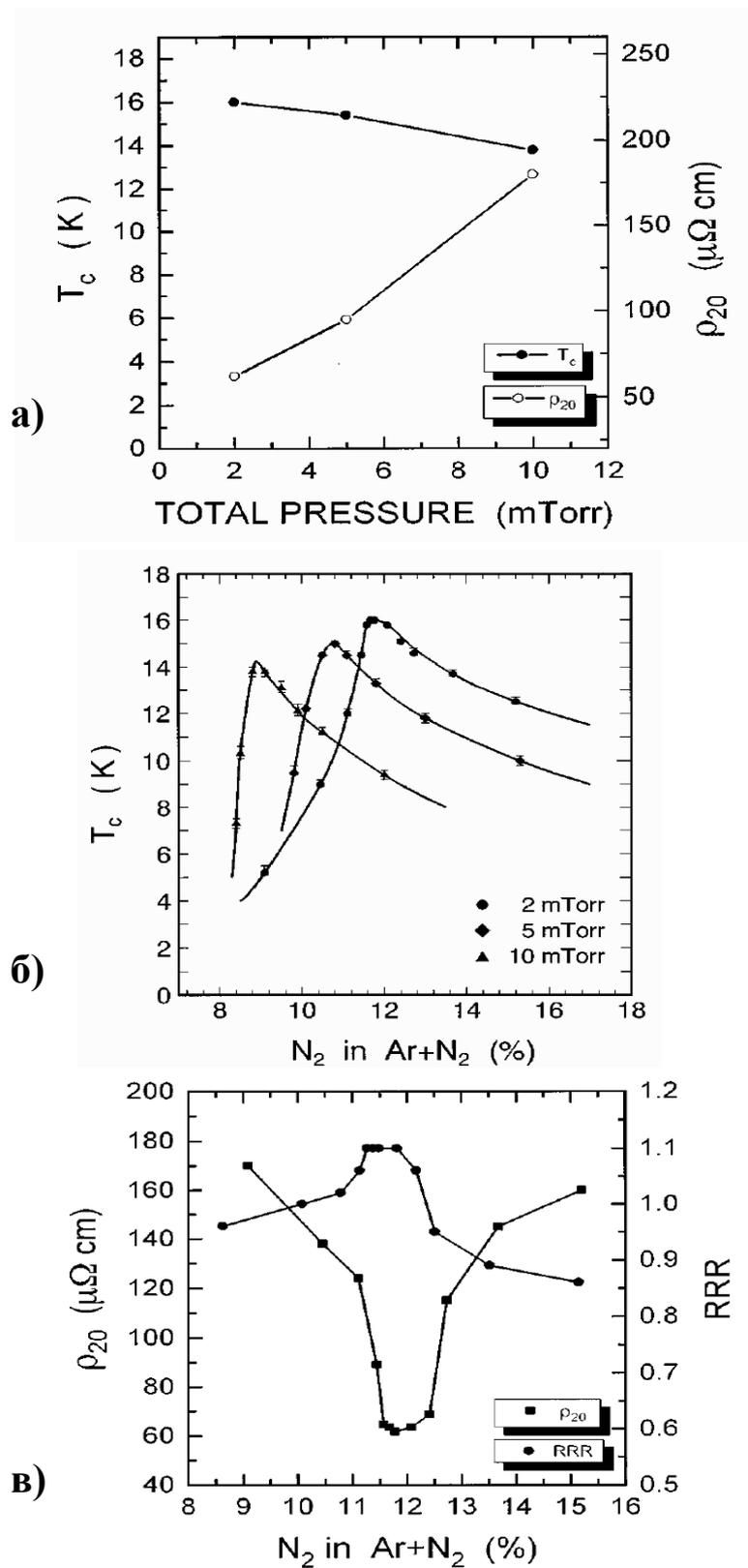


Рис. 4.1 Зависимости электрофизических свойств плёнок NbN от параметров реактивного напыления. а) – зависимости критической температуры T_c и остаточного сопротивления ρ_{20} от общего давления смеси Ar+N₂ в процессе напыления. б) – зависимость критической температуры от концентрации азота в газовой смеси. в) – зависимости остаточного сопротивления ρ_{20} и отношения $RRR = \rho_{300}/\rho_{20}$ от концентрации азота в газовой смеси при общем давлении 2 мТорр. (Данные взяты из работы [13]).

Аналогичные зависимости характерны и для поликристаллических плёнок, выращенных на подложках из других материалов или аморфных слоях. Для получения плёнок с наиболее высокими характеристиками необходима оптимизация процесса напыления по концентрации азота в газовой смеси, что определяет стехиометрический состав осаждаемой плёнки. Обычно оптимальная концентрация азота лежит в интервале 9 – 13%. Общее давление в камере в процессе напыления также оказывает сильное влияние на электрофизические свойства и структуру плёнки. При повышении давления происходит резкое возрастание удельного сопротивления плёнки NbN. При этом значение T_c изменяется незначительно. Однако при низких давлениях напыления в поликристаллических плёнках возникают сильные внутренние напряжения, что осложняет их использование в качестве электродов в СИС структурах.

Другая технологическая проблема, возникающая при использовании NbN в качестве нижнего электрода СИС структурах, связана с необходимостью формирования ультратонких диэлектрических слоёв в качестве искусственного туннельного барьера. Применение барьеров Al-AlO_x или Al-AN_x приводит к сильному подавлению сверхпроводниковых свойств NbN в приграничных к алюминию слоях и деградации вольтамперных характеристик переходов. Это вызвано сильным эффектом близости между этими материалами, возникающим из-за высокого удельного сопротивления плёнок NbN и, следовательно, параметра подавления γ и низкого отношения их критических температур $\frac{T_c^N}{T_c^S}$. На рисунке 4.2 приведена ВАХ перехода на основе структуры NbN/Al-AlN_x/Nb. Низкое значение щелевого напряжения $V_g = 2.54$ мВ (что даже ниже, чем у Nb/Al-AlN_x/Nb переходов) и характерное размытие скачка тока на щели явно свидетельствуют о сильном подавлении сверхпроводящих свойств нижнего электрода из NbN слоем барьерного алюминия.

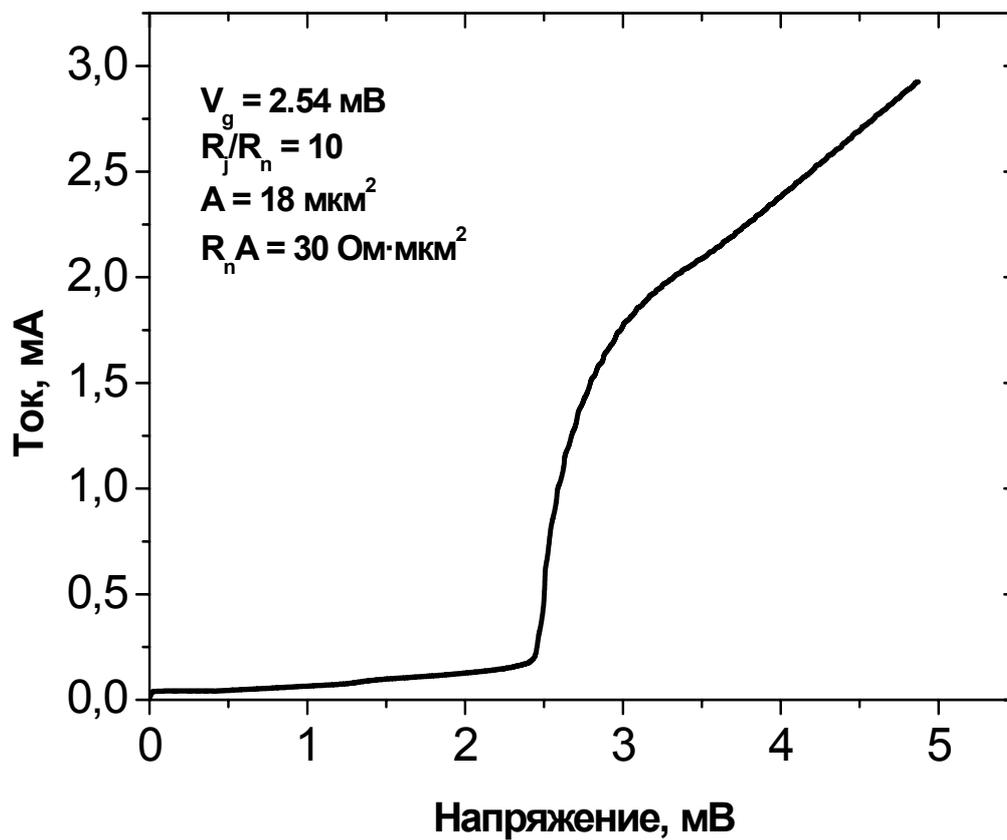


Рис. 4.2 Вольтамперная характеристика СИС перехода на основе структуры NbN/Al-AlN_x/Nb. Толщина нижнего NbN = 150 нм, толщина барьерного Al = 7 нм.

Наилучшие результаты в настоящее время были получены для структур на основе NbN с использованием искусственных барьеров из MgO [13,14,53] и AlN [54 - 56]. Переходы на основе структуры NbN/MgO/NbN обладают более высоким качеством, и благодаря близости параметров кристаллической решетки к параметрам решетки NbN, возможно формирование полностью эпитаксиальной структуры. Однако для изготовления СИС переходов с высокой плотностью тока требуются барьерные слои толщиной менее 8 Å, что ведет к резкому ухудшению качества переходов. Плёнки AlN обладают гексагональной решёткой и эпитаксиальный рост барьера и верхнего электрода трудноосуществим, но благодаря более низкому значению потенциально барьера ($\phi_{AlN} = 0.88$ eV, $\phi_{MgO} = 2.8$ eV [40]) возможно получение качественных СИС переходов с высокими плотностями тока при большей толщине барьерного слоя.

Использование монокристаллического MgO в качестве подложек для эпитаксиального выращивания плёнок NbN и дальнейшего формирования структур сопряжено с рядом технологических трудностей. Поверхность подложки при длительном хранении на воздухе адсорбирует углекислый газ и пары воды, содержащиеся в атмосфере, с образованием карбонатов и гидроксидов магния, что приводит к её деградации и делает невозможным процесс выращивания качественных плёнок и формирование планарных структур. Также поверхность подложек MgO взаимодействует с водой и водными растворами. Всё это требует специальных способов хранения и особых процедур очистки и восстановления поверхности подложек и накладывает определённые ограничения на технологические процессы изготовления структур.

Данная часть диссертационной работы посвящена разработке и исследованию процесса изготовления туннельных СИС переходов на основе структуры NbN/MgO/NbN с использованием поликристаллических плёнок NbN, полученных на кремниевых подложках, покрытых слоем аморфного Al₂O₃.

4.2 Методика проведения эксперимента

Перед началом эксперимента была проведена оптимизация режима реактивного DC напыления NbN в смеси аргона и азота с целью получения плёнок с максимальным значением T_c и минимальными внутренними напряжениями. Оптимизировалась концентрация азота в газовой среде и общее рабочее давление газовой смеси. В качестве материала подложек использовались кремниевые пластины КДБ-40 покрытые слоем магнетронно напылённого Al_2O_3 толщиной 100 нм. Плёнки NbN напылялись в высоковакуумной напылительной установке L 560 UV с давлением остаточных газов 2×10^{-8} мбар. Подложка крепилась на медном, заземленном, водоохлаждаемом держателе с постоянной температурой 20°C. Распыление проводилось с пятидюймовой ниобиевой мишени с чистотой ниобия 99.9% в среде смеси аргона и азота чистотой 99.9999% для обоих газов. Параметры оптимизированного режима напыления приведены в таблице 4.1. Параметры пленки NbN напыленной в данном режиме следующие: критическая температура $T_c = 15.5$ К, удельное сопротивление ρ при 300 К ~ 170 мкОм·см, отношение остаточного сопротивления $RRR = \rho_{300}/\rho_{20} = 0.9$, шероховатость поверхности при толщине плёнки 200 нм составила ~ 4 нм.

Внутренние напряжения оценивались по изгибу стеклянных подложек толщиной 0.2 мм после напыления плёнок по методике, описанной в работе [57].

Переходы изготавливались по стандартной SNEAP технологии. В качестве базового электрода СИС переходов формировалась трехслойная структура NbN/MgO/NbN. Схематическое изображение такого перехода приведено на рисунке 4.3. Формирование трехслойной структуры NbN/MgO/NbN проводилось в едином вакуумном цикле в установке L 560 UV. Сначала на кремниевую подложку, покрытую слоем Al_2O_3 , напылялся слой нижнего электрода из NbN в ранее оптимизированном режиме толщиной 170 нм. Затем напылялся барьерный слой MgO методом

RF распыления прессованной мишени MgO чистотой 99.95% в среде аргона. В ходе работы были откалиброваны и использованы три режима напыления барьерного MgO параметры которых приведены в табл. 4.1. Толщина барьерного слоя определялась временем напыления MgO. После чего поверх барьера напылялся верхний электрод трёхслойной структуры из NbN в аналогичном режиме, что и нижний электрод. Базовый электрод формировался методом взрывной литографии, поэтому на подложке перед началом напыления предварительно создавалась маска из фоторезиста, определяющей геометрию базового электрода.

Дальнейшие операции по изготовлению СИС переходов на основе структуры NbN/MgO/NbN идентичны технологии изготовления стандартных переходов на основе Nb/Al-AlO_x/Nb структур, только в качестве материала для верхнего подводящего электрода использовался также NbN, напыляемый в том же режиме, что и электроды трёхслойной структуры. В таблице 4.1 приведены режимы напыления слоев при изготовлении СИС переходов на основе структуры NbN/MgO/NbN.

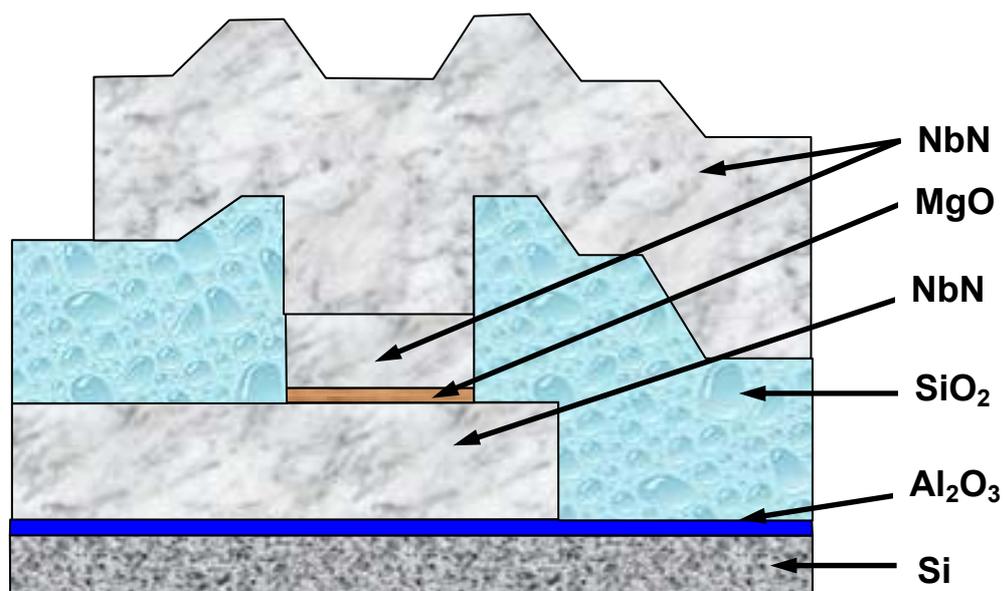


Рис. 4.3 Схематическое изображение структуры перехода NbN/MgO/NbN.

Таблица 4.1 Параметры напыления слоев при изготовлении СИС переходов на основе структуры NbN/MgO/NbN.

№	Наименование слоя	Материал	Способ нанесения	Режимы нанесения	Толщина нм.
1	Стоп-слой	Al ₂ O ₃	RF-магнетронное напыление	Мощность: 600 Вт Давление: 5·10 ⁻³ мбар Напыление: 10 нм/мин	100
2	Нижний базовый электрод	NbN	Реактивное DC-магнетронное напыление	Мощность: 550 W Расход Ar: 140 сссм/мин Расход N ₂ : 13 сссм/мин Давление: 7·10 ⁻³ мбар Напыление: 68 нм/мин	170
3	Барьерный слой	MgO	RF-магнетронное напыление	1 Мощность: 240 Вт Расход Ar: 100 сссм/мин Давление: 5·10 ⁻³ мбар Напыление: 16.5 Å/мин	1÷1.5
				2 Мощность: 120 Вт Расход Ar: 100 сссм/мин Давление: 5·10 ⁻³ мбар Напыление: 6 Å/мин	1÷1.3
				3 Мощность: 60 Вт Расход Ar: 100 сссм Давление: 5·10 ⁻³ мбар Напыление: 1.8 Å/мин	0.8÷1
7	Верхний электрод	Nb	Реактивное DC-магнетронное напыление	Мощность: 550 W Расход Ar: 140 сссм/мин Расход N ₂ : 13 сссм/мин Давление: 7·10 ⁻³ мбар Напыление: 68 нм/мин	50
8	Изолятор	SiO ₂	RF-магнетронное напыление	Мощность: 420 Вт Давление: 5·10 ⁻³ мбар Напыление: 16 нм/мин	250
9	Верхний подводящий электрод	NbN	Реактивное DC-магнетронное напыление	Мощность: 550 W Расход Ar: 140 сссм/мин Расход N ₂ : 13 сссм/мин Давление: 7·10 ⁻³ мбар Напыление: 68 нм/мин	300

4.3 СИС переходы на основе структуры NbN/MgO/NbN

В ходе работы исследовались зависимости значения R_nA переходов на основе структуры NbN/MgO/NbN от толщины барьерного слоя MgO, напылённого с различной скоростью. Толщина барьера определялась по времени напыления. В результате получены переходы со значениями R_nA до $20 \text{ Ом}\cdot\text{мкм}^2$. При значениях R_nA меньше $20 \text{ Ом}\cdot\text{мкм}^2$ происходило полное разрушение туннельных характеристик переходов. На рисунке 4.4 приведена типичная вольтамперная характеристика NbN/MgO/NbN перехода площадью 18 мкм^2 со значением R_nA $130 \text{ Ом}\cdot\text{мкм}^2$. Значение R_j определялось в точке 3 мВ. На рисунке 4.5 приведены зависимости значения R_nA от средней толщины барьерного MgO для различных режимов напыления.

При снижении скорости напыления MgO до $1.8 \text{ \AA}/\text{мин}$ происходит резкое уменьшение толщины барьерного слоя, что связано, видимо, со структурным уплотнением слоя. Значение щелевого напряжения и качество переходов при этом несколько возрастает, что видимо, также связано с меньшим количеством неоднородностей и дислокаций в более плотных слоях. Однако получить переходы в таком режиме со значением R_nA меньше чем $50 \text{ Ом}\cdot\text{мкм}^2$ не удалось. При значениях $R_nA < 100 \text{ Ом}\cdot\text{мкм}^2$ наблюдается большой разброс параметров по подложке и резкое ухудшение качества СИС переходов, что свидетельствует о сильной неоднородности барьерного слоя на поликристаллической поверхности нижнего электрода из NbN.

В целом, несмотря на высокую шероховатость поликристаллических плёнок MgO, получаемых на кремниевых подложках со слоем аморфного Al_2O_3 , удастся получить туннельные переходы с толщиной барьерного слоя вплоть до $\sim 8.5 \text{ \AA}$. Однако такие переходы малопригодны для практических применений. Для получения более качественных переходов с меньшим разбросом параметров и более высокими характеристиками необходимо использовать эпитаксиальные плёнки, выращенные на монокристаллических подложках MgO.

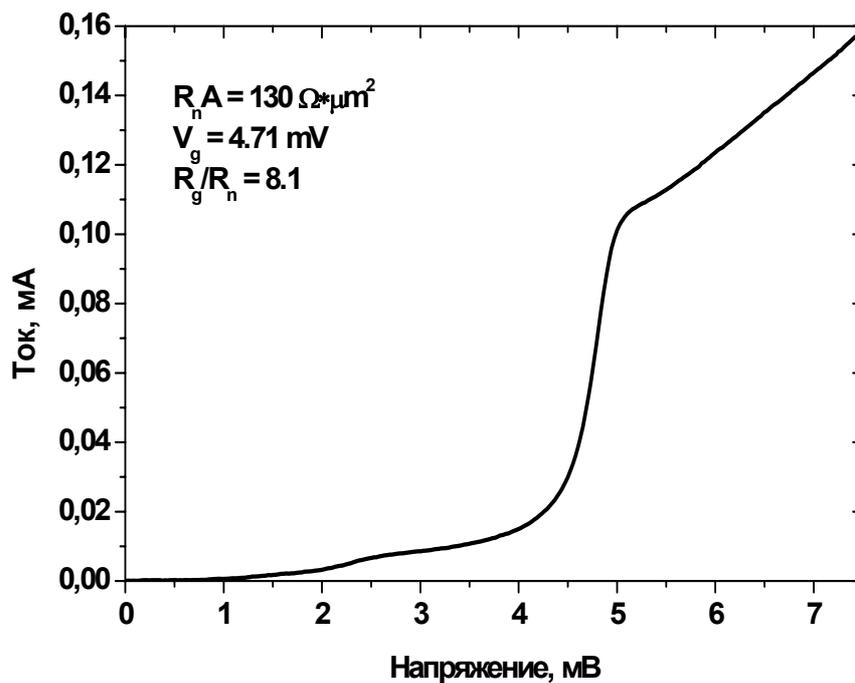


Рис. 4.4 Вольтамперная характеристика СИС-перехода на основе структуры NbN/MgO/NbN площадью 18 мкм^2 .

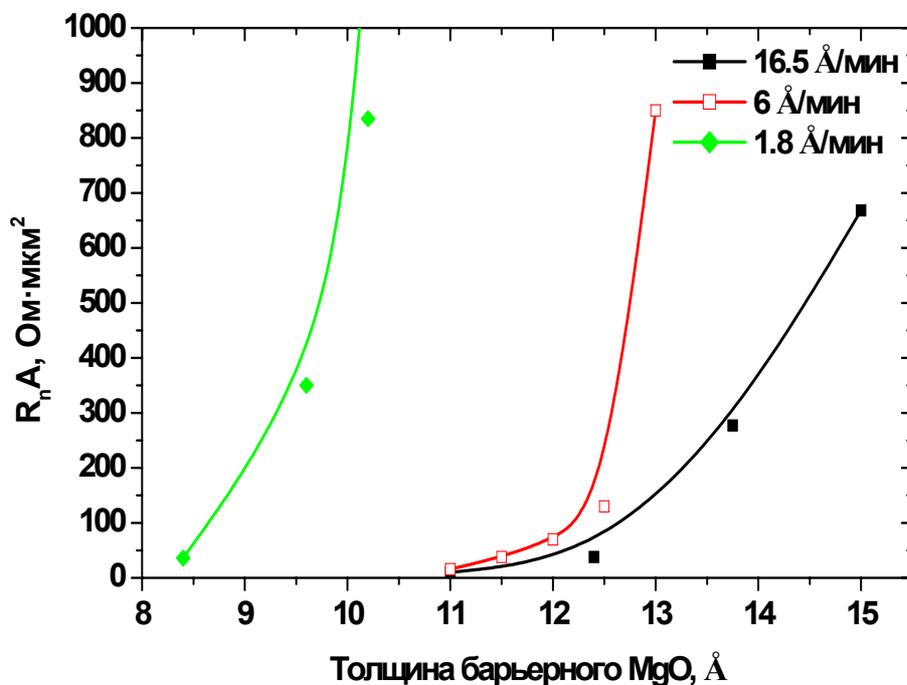


Рис. 4.5 Зависимость значения $R_n A$ переходов на основе структуры NbN/MgO/NbN от толщины барьерного MgO, напыленного в различных режимах.

Заключение

Представленная диссертационная работа посвящена технологическим аспектам создания интегральных приёмных устройств миллиметрового и субмиллиметрового диапазона длин волн на основе сверхпроводниковых структур из тугоплавких металлов. В процессе выполнения работы были получены следующие основные результаты:

1) Изучено и систематизировано влияние толщин слоев в трёхслойных структурах Nb/Al-AlO_x/Nb на основные параметры СИС переходов и проведено сравнение вольтамперных характеристик туннельных джозефсоновских переходов на основе этих структур с теоретическими кривыми, построенными на базе микроскопической теории эффекта близости. Экспериментально определены и теоретически обоснованы условия полного подавления так называемой коленообразной особенности на щели вольтамперных характеристик переходов. Было изучено влияние дополнительного слоя алюминия в базовом электроде на свойства туннельного перехода в зависимости от его толщины и расстояния от барьера Al-AlO_x и изготовлены высококачественные переходы с отношением величины тока коленообразной особенности к скачку тока на щели $I_k/I_g = 0.02$ при значении размытия щелевого напряжения δV_g менее 150 мкВ. Полученные результаты демонстрируют, что вольтамперные характеристики туннельных переходов могут быть оптимизированы путем подбора подходящих толщин слоев в многослойном базовом электроде.

2) Разработана и оптимизирована технология нитридации плёнок алюминия в высокочастотном плазменном разряде в среде чистого азота для использования их в качестве барьера в туннельных джозефсоновских СИС переходах на основе тугоплавких материалов. Были получены высококачественные туннельные переходы на основе структур Nb/Al-AlN_x/Nb и Nb/Al-AlN_x/NbN с высокой плотностью критического тока.

Было исследовано влияние различных технологических параметров на свойства СИС-переходов. Получены зависимости плотности критического тока переходов от мощности плазменного разряда и времени нитридации. Для структуры Nb/Al-AlN_x/Nb были получены туннельные переходы с рекордной плотностью тока $j_c = 230$ кА/см² и отношением сопротивления утечки R_j к нормальному сопротивлению R_n , $R_j/R_n = 8$. При плотности тока $j_c = 70$ кА/см² для структур Nb/Al-AlN_x/Nb было получено отношение $R_j/R_n = 12$, при той же плотности тока отношение $R_j/R_n = 20$ для структур Nb/Al-AlN_x/NbN.

3) На основе структуры Nb/Al-AlN_x/NbN был разработан и изготовлен криогенный генератор гетеродина на основе распределённого туннельного перехода для интегрального спектрометра субмиллиметровых длин волн с системой фазовой автоподстройки частоты. Применение плёнки NbN в качестве верхнего электрода трёхслойной структуры позволило существенно расширить рабочую область частот сверхпроводникового генератора гетеродина. Был реализован режим непрерывной перестройки частоты работы генератора в диапазоне 350-750 ГГц при автономной ширине излучения менее 5 МГц. Показано, что использование электрода из нитрида ниобия не приводит к появлению дополнительных шумов. Высокое, по сравнению с переходами с верхним ниобиевым электродом, значение щелевого напряжения $V_g = 3.7$ мВ позволяет потенциально повысить рабочую частоту генератора до 900 ГГц.

4) Разработана технология изготовления переходов на основе структур NbN/MgO/NbN с более высокими, по сравнению с ниобиевыми переходами, значениями щелевого напряжения с целью дальнейшего расширения частотного диапазона работы сверхпроводниковых СВЧ приёмных устройств. Получены переходы со значениями щелевого напряжения V_g до 4.7 мВ, что потенциально позволяет использовать их в качестве СИС смесителей на частотах вплоть до 1.2 ТГц. Предложены дальнейшие пути улучшения параметров СИС переходов на основе таких структур.

Работы автора по теме диссертации

- [A1]. A.Karpov, A. Blondel, **P. Dmitriev**, V. Koshelets, "A broad band low noise SIS radiometer", *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, vol. 9, pp. 4225–4228, 1999.
- [A2]. **P. N. Dmitriev**, A. B. Ermakov, A. G. Kovalenko, V. P. Koshelets, N. N. Iosad, A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, "Niobium Tunnel Junctions with Multi-Layered Electrodes", *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, vol. 9, pp. 3970–3973, 1999.
- [A3]. V. P. Koshelets, S. V. Shitov, A. V. Shchukin, L. V. Filippenko, **P. N. Dmitriev**, V. L. Vaks, J. Mygind, A. B. Baryshev, W. Luinge, H. Golstein, "Flux Flow Oscillators for Sub-mm Wave Integrated Receivers", *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, vol 9, pp. 4133–4136, 1999.
- [A4]. A.B. Baryshev, A. V. Yulin, V. V. Kurin, V. P. Koshelets, S. V. Shitov, A. V. Shchukin, **P. N. Dmitriev**, L. V. Filippenko, "Cherenkov Flux-Flow Oscillators: Output Power and Linewidth", *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, vol. 9, pp. 3737–3740, 1999.
- [A5]. N.N. Iosad, A. V. Mijiritskii, V.V. Roddatis, N. M. van der Pers, B.D. Jackson, J. R. Gao, S.N. Polyakov, **P. N. Dmitriev**, and T. M. Klapwijk, "Properties of $(\text{Nb}_{0.35}\text{Ti}_{0.15})_x \text{N}_1$ x thin films deposited on silicon wafers at ambient substrate temperature", *Journal of Applied Physics*, v.38, no. 10, pp. 5756-5759, 2000.
- [A6]. A. Karpov, J. Blondel, **P. Dmitriev**, V. Koshelets, "Heterodyne response in SIS direct detector", Proceeding of the Fourth European Conference of Applied Superconductivity. *Inst. Phys. Conf. Ser.*, no. 167, vol 2, pp. 631-634, 2000.

- [A7]. N. N. Iosad, V. V. Roddatis, S. N. Polyakov, A. V. Varlashkin, B. D. Jackson, **P. N. Dmitriev**, J. R. Gao, and T. M. Klapwijk, “Superconducting Transition Metal Nitride Films for THz SIS Mixers”, *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, v.11, no. 1, pp. 3832-3835, 2001.
- [A8]. V.P. Koshelets, A.B. Ermakov, S.V. Shitov, **P.N. Dmitriev**, L.V. Filippenko, A.M. Baryshev, W. Luinge, J. Mygind, V.L. Vaks, D.G. Pavel’ev, “Superfine Resonant Structure on IVC of Long Josephson Junctions and its Influence on Flux Flow Oscillator Linewidth”, *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, v.11, no. 1, pp. 1211-1214, 2001.
- [A9]. L.V. Filippenko, S.V. Shitov, **P.N. Dmitriev**, A.B. Ermakov, V.P. Koshelets, and J.R. Gao, “Integrated Superconducting Receiver: fabrication and yield”, *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, v.11, no. 1, pp. 816-819, 2001.
- [A10]. N.N. Iosad, B.D. Jackson, S.N. Polyakov, **P.N. Dmitriev**, and T.M. Klapwijk, “Reactive magnetron sputter-deposition of NbN and (Nb,Ti)N films related to sputtering source characterization and optimization”, *J. Vac. Sci. Technol. A*, vol 19, no. 4, pp 1840-1845, 2001.
- [A11]. N.N. Iosad, N.M. van der Pers, S. Grachev, M. Zuiddam, B.D. Jackson, M. Kroug, **P.N. Dmitriev**, and T. M. Klapwijk, “Texture formation in sputter-deposited (Nb_{0.7},Ti_{0.3})N thin films”, *Journal of Applied Physics*, vol. 92, no. 9, pp. 4999-5005, 2002.
- [A12]. Mygind J, Mahaini C., **Dmitriev P.N.**, Ermakov A.B., Koshelets V.P., Shitov S.V., Sobolev A.S., Torgashin M.Yu., Khodos V.V., Vaks V.L., Wesselius P.R., “Phase-locked Josephson Flux Flow Local Oscillator for

Submm Integrated Receivers”, *Superconductor Science and Technology*, v. 15, pp. 1701-1705, 2002.

[A13]. V.P. Koshelets, S.V. Shitov, **P.N. Dmitriev**, A.B. Ermakov, L.V. Filippenko, V.V. Khodos, V.L. Vaks, A.M. Baryshev, P.R. Wesselius, J. Mygind, “Towards a Phase-Locked Superconducting Integrated Receiver: Prospects and Limitations”, *Physica C*, vol. 367, pp. 249 - 255, 2002.

[A14]. Koshelets V.P., **Dmitriev P.N.**, Sobolev A.S., Pankratov A.L., Khodos V.V., Vaks V.L., Baryshev A.M., Wesselius P.R., Mygind J., “Linewidth of Josephson flux flow oscillators”, *Physica C*, vol. 372–376, pp. 316–321, 2002.

[A15]. V.P. Koshelets, S.V. Shitov, L.V. Filippenko, **P.N. Dmitriev**, A.B. Ermakov, A.S. Sobolev, M.Yu. Torgashin, “Superconducting Integrated Receivers of Submm Waves”, *“Radiofizika”* (in Russian), in press, 2003.

[A16]. N. N. Iosad, N. M. van der Pers, S. Grachev, M. Zuiddam, B. D. Jackson, M. Kroug, **P. N. Dmitriev**, and T. M. Klapwijk, “Texture Related Roughness of (Nb,Ti)N Sputter-Deposited Films”, *“IEEE Trans. on Appl. Supercond.”*, vol. 13, no. 2, pp. 3301-3304, 2003.

[A17]. V.P. Koshelets, S.V. Shitov, **P.N. Dmitriev**, A.B. Ermakov, A.S. Sobolev, M.Yu. Torgashin, P.R. Wesselius, P.A. Yagoubov, C. Mahaini, J. Mygind, “Externally Phase-Locked Local Oscillator for Submm Integrated Receivers: Achievements and Limitations”, *“IEEE Trans. on Appl. Supercond.”*, vol. 13, no. 2, pp.1035-1038 , 2003.

[A18]. S.V. Shitov, V.P. Koshelets, A.B. Ermakov, **P.N. Dmitriev**, L.V. Filippenko, P.A. Yagoubov, W.-J. Vreeling, P.R. Wesselius, V.V. Khodos,

- V.L. Vaks, "An Integrated Receiver with Phase-Locked Superconducting Oscillator", *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, vol. 13, no. 2, pp. 684-687, 2003.
- [A19]. P.N. Dmitriev, I.L. Lapitskaya, L.V. Filippenko, A.B. Ermakov, S.V. Shitov, G.V. Prokopenko, S.A. Kovtonyuk, and V.P. Koshelets. "High Quality Nb-based Integrated Circuits for High Frequency and Digital Applications", *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, vol. 13, no. 2, pp. 107-110, 2003.
- [A20]. V.P. Koshelets, S.V. Shitov, L.V. Filippenko, **P.N. Dmitriev**, A.B. Ermakov, A.S. Sobolev, M.Yu. Torgashin, A.L. Pankratov, V.V. Kurin, P. Yagoubov, R. Hoogeveen. "Superconducting Phase-Locked Local Oscillator for Submm Integrated Receiver", *Superconducting Science and Technology*, v. 17, pp. S127-S131, 2004.
- [A21]. В.П. Кошелец, **П.Н. Дмитриев**, А.Б. Ермаков, Л.В. Филиппенко, О.В. Корюкин, М.Ю. Торгашин, А.В. Худченко, "Интегральный сверхпроводниковый спектрометр для мониторинга атмосферы", *Известия ВУЗов "Радиофизика"*, Том XLVIII, № 10–11, стр. 947-954, 2005.
- [A22]. V.P. Koshelets, **P.N. Dmitriev**, A.B. Ermakov, A.S. Sobolev, M.Yu. Torgashin, V.V. Kurin, A.L. Pankratov, J. Mygind, "Optimization of the Phase-Locked Flux-Flow Oscillator for the Submm Integrated Receiver", *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, vol. 15, pp. 964-967, 2005.
- [A23]. M.Yu. Torgashin, V.P. Koshelets, **P.N. Dmitriev**, A.B. Ermakov, L.V. Filippenko, and P.A. Yagoubov, "Superconducting Integrated Receivers based on Nb-AlN-NbN circuits", *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, vol. 17, 2007.

- [A24]. A.V. Khudchenko, V.P. Koshelets, **P.N. Dmitriev**, A.B. Ermakov, P.A. Yagoubov, and O.M. Pylypenko, “Cryogenic Phase Detector for Superconducting Integrated Receiver“, *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, vol. 17, pp. 606-608, 2007.
- [A25]. Кошелец В.П., Филиппенко Л.В., Борисов В.Б., **Дмитриев П.Н.**, Ермаков А.Б., Киселев О.С., Лапицкая И.Л., Соболев А.С., Торгашин М.Ю., Худченко А.В, Ягубов П.А., “Интегральный сверхпроводниковый бортовой спектрометр субмм диапазона длин волн для атмосферных исследований”, *Известия ВУЗов «Радиофизика»*, Том L, № 10–11, стр. 935-940, 2007.
- [A26]. A.V. Khudchenko, V.P. Koshelets, **P.N. Dmitriev**, A.B. Ermakov, O.M. Pylypenko, and P.A. Yagoubov, “Cryogenic Phase Locking Loop System for Flux-Flow Oscillator”, presented at the *19th International Symposium on Space Terahertz Technology (ISSTT-08)*, Groningen, the Netherlands, April 2008, report P7-7.
- [A27]. A.V. Khudchenko, V.P. Koshelets, **P.N. Dmitriev**, A.B. Ermakov, P.A. Yagoubov, O.M. Pylypenko, «Cryogenic Phase Locking Loop System for Superconducting Integrated Receiver», Abstract for the Applied Superconductivity Conference ASC-2008. Chicago, USA, August 2008, report 4EZ07.

Список литературы

1. B. D. Josephson, "Possible new effects in superconducting tunneling", *Phys. Rev. B*, vol. 1, p. 251, 1962.
2. P. W. Anderson and J. M. Rowell, "Probable observation of the Josephson superconducting tunnel effect", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 10, p. 230, 1963.
3. Янсон И.К., Свистунов В.М., Дмитренко И.М., ЖЭТФ, 48, 976, 1965.
4. Shapiro S., "Josephson currents in superconducting tunneling: The effect of microwaves and other observations", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 11, pp. 80 - 82, 1963.
5. К.К. Likharev, "Superconducting weak links", *Rev. Mod. Phys.*, vol. 51, pp. 101-159, 1979.
6. Иванов З.Г., Куприянов М.Ю., Лихарев К.К. и др., «Граничные условия для уравнений Элейнберга и Узадейля и свойства «грязных» SNS сэндвичей», ФНТ, т. 7, с. 560-574, 1981.
7. I. Giaver, "Energy Gap in Superconductors Measured by Electron Tunneling", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 5, pp. 147-148, 1960.
8. I. Giaver, "Photosensitive Tunneling and Superconductivity", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 20, pp. 1286-1289, 1968.
9. W. Anacker, K.R. Grebe, J.H. Greiner, S.K. Lahiri, K.C. Park and H.H. Zappe, "Lead alloy Josephson junctions", *U. S. Patent Nr. 3, 733, 526*, 1973.

10. Специальный выпуск IBM, J. Res. and Dev., vol. 24, No. 2, 1980.
11. J. Halbritter, "NbO_x growth and tunneling through NbO_x", *IEEE Trans. Magn.*, vol. 21, p. 858, 1985.
12. M. Gurwitch, M.A. Washington, H.A. Higgins, and J.M. Rowell, "Preparation and properties of Nb Josephson junctions with thin Al layers", *IEEE Trans. on Magn.*, vol. 19, p. 791, 1983.
13. Z. Wang, A. Kawakami, Y. Uzawa, B. Komiyama, "Superconducting properties and crystal structures of single-crystal niobium nitride thin films deposited at ambient substrate temperature", *J. Appl. Phys.*, vol. 79, p. 7837, 1996.
14. A. Kawakami, Z. Wang, S. Miki, "Fabrication and characterization of epitaxial NbN/MgO/NbN Josephson tunnel junctions," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 90, p. 4796, November 2001.
15. S. Morohashi, and S. Hasuo, "Experimental investigations and analysis for high-quality Nb/Al-AlO_x/Nb Josephson junctions", *J. Appl. Phys.*, vol. 61, pp. 4835-4849, 1987.
16. T. Imamura, T. Shiota, and S. Hasuo, "Fabrication of High Quality Nb/AlO_x-Al/Nb Josephson Junctions: I – Sputtered Nb Films for Junction Electrodes", *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, vol. 2, pp.1-14, 1992
17. T. Imamura, T. Shiota, and S. Hasuo, "Fabrication of High Quality Nb/AlO_x-Al/Nb Josephson Junctions: II – Deposition of Thin Al Layers on Nb Films", *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, vol. 2, pp.84-94, 1992.

18. V.P. Koshelets, S.A. Kovtonyuk, I.L. Serpuchenko, L.V. Filippenko, and A.V. Shchukin, “High Quality Nb-AlO_x-Nb Tunnel Junctions for Microwave and SFQ Logic Devices”, *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 27, pp. 3141-3144, 1991.
19. Tucker J.R., “Quantum Limited Detection in Tunnel Junction Mixers”, *IEEE J. Quantum Electron.*, V. QE-15, No. 11, pp. 1234 – 1258, 1979.
20. Tucker J.R., Feldman M.J., “Quantum Detection at Millimeter Wavelengths”, *Rev. of Mod. Phys.*, v. 4, pp. 1055-1113, 1985.
21. Tien P.K., Gordon J.P., “Multiphoton Process Observed in the Interaction of Microwave Fields with the Tunneling Between Superconductor Films”, *Phys. Rev.*, v. 129, No. 2, pp. 647-651, 1963.
22. Tucker J.R., “Predicted Conversion Gain in Superconductor-insulator-superconductor Quasiparticle mixers”, *Appl. Phys. Lett.*, v. 36, No. 6, pp. 477-479, 1980.
23. Dayem A.H., R.J. Martin, “Quantum interaction of microwave radiation with tunneling between superconductors”, *Phys. Rev. Lett.*, 8, pp. 246-248, 1962.
24. McGrath W.R., Richards P.L., Smith A.D., vanKempen H., Batchelor R.A., Prober D.E., Santhman R., “Large gain, negative resistance and oscillations in superconducting quasiparticle heterodyne mixers”, *Appl. Phys. Lett.*, v. 39, pp. 655-658, 1981.
25. А.Н. Выставкин, В.П. Кошелец, Г.А. Овсянников, И.Л. Серпученко, С.В Шитов, «Преобразование частоты на квазичастичной нелинейности

- туннельных переходов типа Nb-Al₂O₃-Nb», Письма в ЖТФ, том 11, вып. 5, стр.290-295, 1985
26. V.P. Koshelets, S.A. Kovtonyuk, G.A. Ovsyannikov, I.L. Serpuchenko, S.V. Shitov, A.N. Vystavkin, "Refractory Material Superconducting Structures for MM-Wave Receivers", Extended Abstracts ISEC'87, pp.111-113.
27. А.Н. Выставкин, А.Б. Ермаков, А.В. Козлов, В.П. Кошелец, Ю.В. Обухов, «Автоматизированная система измерения и анализа туннельных СИС-переходов», Препринт ИРЭ АН СССР, No 3(478), 1988.
28. А.Б.Ермаков, Г.В.Прокопенко, С.В.Шитов, "Автоматизированная система для исследования характеристик сверхпроводниковых интегральных приемных структур", Под ред. В.П. Кошельца, препринт МГУ, 1999.
29. A.V. Ermakov, S.V. Shitov, A.M. Baryshev, V.P. Koshelets, W. Luinge, "A data acquisition system for test and control of superconducting integrated receivers", Applied Superconductivity Conference ASC'2000, September, 2000, Report 4EA10, *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, v.11, No 1, pp. 840-843, 2001.
30. N. R. Werthamer, "Nonlinear self coupling of Josephson radiation in tunnel junctions", *Phys. Rev.*, vol. 147, p. 255, 1966.
31. A. I. Larkin, Yu. N. Ovchinnikov, "Tunneling effect between superconductors in the AC field", *JETF*, vol. 51, p. 1535, June 1966.
32. W. L. McMillan, "Theory of superconductor-normal-metal interfaces", *Phys. Rev.*, vol. 175, p. 559, 1968.

33. W. L. Mac-Millan, "Tunneling model of the superconductivity proximity effect," *Phys. Rev.*, vol. 175, p. 537, 1968.
34. A.A. Golubov, M.A. Gurvich, M.Yu. Kupriyanov, S.V. Polonskii, "Josephson Effect in SS'IS'S Tunnel Junctions", *JETP*, vol. 76, p. 915, 1993.
35. A.A. Golubov, E.P. Houwman, J.G. Gijbbertsen, V.M. Krasnov, J. Folkstra, H. Rogalla, and M.Yu. Kupriyanov, "Proximity effect in superconductor-insulator-superconductor Josephson tunnel junctions: Theory and experiment," *Phys. Rev. B.*, vol. 51, p. 1073, 1995.
36. A.A. Golubov, A.W. Hamster, M.Yu. Kupriyanov, J. Folkstra, H. Rogalla, "Characterization of junctions based on multilayer electrodes for application as X-ray detectors", *Proceedings of the LTD-7 conference*, Munchen, pp. 16-17, 1997.
37. Голубов А.А., Куприянов М.Ю., Лукичев В.Ф., «Теория эффекта Джозефсона в туннельных структурах SNIS и SNINS», ФНТ, Т. 10, С. 789 – 795, 1984.
38. K. Uzadel, "Generalized diffusion equation for superconductor alloys," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 25, p. 507, 1970.
39. Ng K.K. Complete Guide to Semiconductor Devices. New York: McGraw-Hill, 1995.
40. Z. Wang, H. Terai, A. Kawakami, Y. Uzawa, "Interface and tunneling barrier heights of NbN/AlN/NbN tunnel junctions", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 75, no. 5, pp. 701-703, 1999.

41. S. Tolpygo, E. Cimpoiasu, X. Lui, N. Simonian, Y. Polyakov, J. Lukens, K. Likharev, "Tunneling properties of barriers in Nb/Al/AlO_x/Nb junctions", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 13, no. 2, pp. 99-102, 2003.
42. G. Lewicki, C.A. Mead, "Currents through thin films of aluminum nitride", *J. Phys. Chem. Solids* 29, pp. 1255-1267, 1968.
43. B. Bumble, H. G. LeDuc, J. A. Stern, and K. G. Megerian, "Fabrication of Nb/AlN_x/NbTiN junctions for SIS mixer applications", *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 11, p. 76, 2001.
44. T. Shiota, T. Imamura, and S. Hasuo "Nb Josephson junction with an AlN_x barrier made by plasma nitridation", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 61, p. 1228, 1992.
45. L. Hultman, J.-E. Sundgren, J. E. Greene, D. B. Bergstrom, and I. Petrov, "High-flux low-energy (similar-or-equal-to-20 eV) N₂⁺ ion irradiation during TiN deposition by reactive magnetron sputtering – effects on microstructure and preferred orientation", *J. Appl. Phys.*, vol. 78, p. 5395, 1995.
46. N. N. Iosad, A. B. Ermakov, F. E. Meijer, B. D. Jackson, and T. M. Klapwijk, "Characterization of the fabrication process of Nb/Al–AlN_x/Nb tunnel junctions with low R_{nA} values up to 1 Ωμm²", *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 15, pp. 945–951 2002.
47. N.N. Iosad, M. Kroug, T. Zijlstra, A.B. Ermakov, B.D. Jackson, M. Zuiddam, F.E. Meijer and T.M. Klapwijk, "Analysis of the Fabrication Process of Nb/Al–AlN_x/Nb Tunnel Junctions with Low R_{nA} Values for SIS Mixers", *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, vol. 13, No 2, pp. 127-130, 2003.

48. A. W. Kleinsasser, R. E. Miller, W. H. Mallison, G. B. Arnold, "Observation of multiple Andreev reflections in superconducting tunnel junctions," *Phys. Rev.*, vol. 72, p. 1738, 1994.
49. Гершензон Е.М., Голант М.Б., Негирев А.А., Савельев К.С., «Лампы обратной волны миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн», под ред. Н.Д. Девяткова. М.: Радио и связь, с. 135, 1985.
50. V.P. Koshelets, S.V. Shitov, A.V. Shchukin, L.V. Filippenko, J. Mygind, A.V. Ustinov. "Self-Pumping Effects and Radiation Linewidth of Josephson Flux Flow Oscillators" *Phys. Rev. B*, vol. 56, pp 5572-5577, 1997.
51. V. P. Koshelets, S. V. Shitov, A. V. Shchukin, L. V. Filippenko, and J. Mygind. "Linewidth of Frequency Locked Flux Flow Oscillators for Sub-mm Wave Receivers", *IEEE Trans. on Appl. Supercond.* 7, pp. 3589–3592, 1997.
52. V.P. Koshelets, S.V. Shitov, "Integrated Superconducting Receivers", *Superconductor Science and Technology*, vol 13, pp. R53-R 69, 2000.
53. A. Kawakami, Z. Wang, S. Miki, "Low-loss epitaxial Nb/MgO/NbN trilayers for THz application", *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, vol. 11, no. 1, pp 80-83, 2001.
54. Z. Wang, A. Kawakami, Y. Uzawa, B. Komiyama, "High critical current density NbN/AlN/NbN tunnel junction fabricated on ambient temperature MgO substrates", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 64, no. 15, pp. 2034-2036, 1994.

55. Z. Wang, A. Kawakami, Y. Uzawa, "NbN/AlN/NbN tunnel junction with current density up to 54 kA/cm²", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 70, no. 1, pp. 114-116, 1997.
56. Z. Wang, Y. Uzawa, A. Kawakami, "High current density NbN/AlN/NbN tunnel junction for submillimeter wave SIS mixers", *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, vol. 7, no. 2, pp 2797-2800, 1997.
57. An. B. Ermakov, V. P. Koshelets, S. A. Kovtonyuk, I. L. Serpuchenko, L. V. Fillipenko, A. B. Shukin, " High Quality SIS Junctions for High Frequency Receivers and RSFQ devices", *Ext. Abstr. of 1989 Internat. Supercond. Electron. Conf. (ICEC'89)*, p. 294, 1989.