

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Национальный исследовательский технологический
университет «МИСИС»

На правах рукописи

Ким Татьяна Михайловна

Источники шума для калибровки усилителей и детекторов при сверхнизких
температурах

Специальность 1.3.8 –
«Физика конденсированного состояния»

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Шитов Сергей Витальевич

Москва – 2023

Оглавление

Введение.....	5
Глава 1. Аналитический обзор литературы.....	13
1.1 Источники шума.....	13
1.1.1 Термодинамический шум.....	13
1.1.2 Дробовой шум.....	16
1.2 Джозефсоновские переходы.....	17
1.2.1 Эффект Джозефсона.....	17
1.2.2 Дробовой шум сверхпроводящего туннельного перехода.....	21
Глава 2. Концептуальные модели сверхпроводящих источников калиброванного шума.....	25
2.1 Модель термодинамического излучателя на основе тонкой резистивной пленки поглотителя на диэлектрической подложке, нагреваемой током.....	25
2.2 Модель сверхпроводящего источника термодинамического шума на основе сверхпроводящего микрорезистора в цепи смещения постоянным током с гистерезисом.....	32
2.3 Модель источника дробового шума на основе сверхпроводящего туннельного перехода.....	37
2.4 Модель шумового калибратора на основе сочетания источников термодинамического и дробового шумов.....	39
2.4.1 Описание модели шумового калибратора, адаптация для применения в матричном излучателе.....	39
2.4.2 Сравнение мощностей шума микроизлучателя и СИС перехода.....	45
2.4.3 Локальный разогрев микроизлучателя.....	47
Глава 3. Методики изготовления и предварительное тестирование сверхпроводящих источников шума.....	50
3.1 Общие требования к материалам и условиям изготовления экспериментальных образцов.....	50
3.2 Изготовление термодинамического источника на основе тонкой резистивной пленки поглотителя на диэлектрической подложке.....	51
3.3 Методика изготовления образцов сверхпроводящего туннельного перехода на основе трехслойной структуры Al/AlO _x /Al с разрывом вакуумного цикла.....	52
3.3.1 Формирование структуры сверхпроводящего туннельного перехода Al/AlO _x /Al.....	52
3.3.2 Электрофизические параметры тестовых СИС переходов.....	57

3.4 Изготовление сверхпроводящего источника термодинамического излучения на основе микромостика из пленки ниобия	59
3.4.1 Формирование структуры микромостика из тонкой пленки ниобия	59
3.4.2 Формирование передающих линий, копланарного резонатора с двушелевой антенной из пленок ниобия	62
3.4.3 Структуры для измерения температуры сверхпроводящего перехода пленок ниобия	63
3.4.4 Исследование зависимости температуры сверхпроводящего перехода пленок ниобия от толщины	64
3.5 Изготовление болометрического детектора со сверхпроводящим микромостиком из пленки гафния в двушелевой антенне и резонаторе из ниобия	66
3.6 Методика изготовления структуры шумового калибратора на основе СИС перехода и сверхпроводящего микромостика	68
3.7 Методика изготовления печатных плат СВЧ	69
Глава 4. Описание экспериментальных установок	71
4.1 Эксперимент по исследованию источника дробового шума на основе сверхпроводящего туннельного перехода	71
4.1.1 Описание системы для измерения электрофизических параметров туннельных СИС переходов Al/AlO _x /Al	71
4.1.2 Экспериментальная установка для исследования шумов усилительной системы на основе дробового шума туннельного СИС перехода	74
4.2 Экспериментальная установка для исследования источника термодинамического излучения на основе микромостика из ниобия	77
4.3 Эксперимент конфигурация для регистрации отклика детектора с микромостиком из гафния на излучение термодинамического источника	79
Глава 5. Детали экспериментов, обработка и анализ полученных результатов	83
5.1 Эксперимент по исследованию источника дробового шума на основе сверхпроводящего туннельного перехода Al/AlO _x /Al на входе усилительной системы	83
5.1.1 Исследование усилительной системы – источник дробового шума на основе СИС перехода на входе криогенного усилителя Low Noise Factory LNC0.3_14A	83

5.1.2 Исследование усилительной системы – источник дробового шума на основе туннельного СИС перехода + криогенный малошумящий усилитель с циркулятором на входе.	88
5.2 Эксперимент по исследованию термодинамического источника на основе ниобиевого микроизлучателя	97
5.3 Исследование термодинамического источника на основе тонкой резистивной пленки поглотителя на диэлектрической подложке и RF TES болометр из гафния	102
Заключение	108
Список опубликованных работ по теме диссертации	110
Список использованных источников	112

Введение

Возрастающий интерес научного сообщества к фундаментальным исследованиям Вселенной и к проблеме квантовых вычислений требуют все более и более чувствительных инструментов в нише усилителей с квантовым уровнем собственного шума и сверхнизкотемпературных детекторов терагерцового излучения. В последние годы в этих областях наблюдается быстрый прогресс, и новые разработки связаны с применением эффектов сверхпроводимости. Это требует совершенствования методов измерения шумовых параметров с целью надежной и достоверной оценки чувствительности на уровне квантовых флуктуаций новых детекторов и элементов квантовых схем [1, 2, 3, 4]. Требуется проведение измерений шумовых параметров при сверхнизких температурах 10–300 мК, и актуальными становятся решения, которые позволят не только уменьшить тепловую нагрузку на рефрижераторы, но позволят с достаточной точностью контролировать уровень сигнала и получать калиброванный шумовой сигнал малого уровня в широком диапазоне частот (1–1000 ГГц). Исследования при сверхнизких температурах позволяют подавлять тепловые флуктуации в устройствах для квантовых вычислений на основе сверхпроводников, а также в тепловых детекторах, но при этом возникает проблема малого запаса тепловой мощности охлаждающих устройств. Шумовая метрология, применяемая для калибровки высокочувствительных сенсоров, основана на сравнении шумов исследуемого устройства с калиброванными шумами стандартных источников, которые широко применяются в измерительных системах известных производителей [5, 6, 7].

Широко известны источники калиброванного дробового шума в вакуумных или полупроводниковых приборах [8], высокоинтенсивные газоразрядные источники шума [9], охлаждаемые чернотельные (ЧТ) источники [10]. Использование традиционных термометров, а также чернотельных источников при сверхнизких температурах затруднено из-за их влияния на температурный режим исследуемого устройства, что часто не позволяет достоверно измерять шумовые параметры [10, 11]. Модуляция постоянного [11, 12] или импульсного [13] нагрева ЧТ излучателя мощностью ~ 1 мВт ведет к перегреву системы при использовании рефрижератора растворения с мощностью охлаждения ~ 100 мкВт. Известен пленочный ЧТ излучатель, нагреваемый импульсами напряжения ~ 10 В и представляющий собой аналог композитного болометра размером $\sim 10 \times 10$ мм массой $\sim 0,1$ г. Полученная скорость нарастания фронта ~ 1 мс позволяет проводить калибровку чувствительности и скорости реакции изображающих матриц [14]. Однако высокое эффективное время цикла нагрев–охлаждение подобного ЧТ излучателя, равное $\tau \sim 2$ с, не позволяет реализовать радиометр с частотами модуляции $f_m > 1$ Гц. Оценки

показывают, что при $f_m \sim 10$ Гц температурная амплитуда ЧТ излучателя снижается $\sim(\tau f_m)^{-1}$, и такая модуляция становится малоэффективной.

Использование источников дробового шума с низким уровнем собственных шумов, не зависящих от температуры и определяющихся пропускаемым током, позволяет получать калиброванный уровень шумового сигнала. В качестве такого источника можно использовать источник дробового шума сверхмалого уровня на основе туннельного перехода типа СИС (сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник), смещенный током на участок нормального сопротивления [15, 16, 17]. Шум такого источника слабо зависит от температуры и определяется пропускаемым через него туннельным током, что позволяет при температуре криостата $\sim 2\text{--}5$ К разместить такой источник вблизи исследуемого сенсора. На сегодня широкое распространение получили туннельные СИС переходы Nb/Al-AlO_x/Nb, минимальный уровень шума которых находится вблизи напряжения смещения $V_g \approx 3$ мВ и составляет более 17 К, что примерно на порядок больше оптимального значения $\sim 1\text{--}2$ К.

Общими недостатками традиционных термодинамических источников являются значительное тепловыделение и большие габариты, что часто приводит к неточности установки физической температуры, например, при пористой структуре или из-за большим временем температурной релаксации (до 10 с [18]), вызывая нестабильность температурного режима экспериментальной установки. Таким образом, в области сверхнизкотемпературных исследований, например, при исследовании новых RF TES болометров [1], возникла острая необходимость в калибровке шумов малой интенсивности с высокой скоростью модуляции сигнала и малым тепловыделением.

Актуальность работы

Получение калиброванного шума для аттестации высокочувствительных сенсоров является первостепенной задачей метрологии чувствительных цепей. Калибровка по термодинамическим шумам термодинамических источников дает возможность установить соответствие между шумовой температурой, мощностью шумового сигнала и физической температурой, используя традиционные контактные термометры. Однако большая тепловая инерция традиционных источников препятствует быстрому разогреву черного тела, и быстрая перестройка теплового режима экспериментальной системы становится невозможной, так как это требует большой мощности за пределами возможностей большинства криорефрижераторов.

В качестве совершенствования методов калибровки собственных шумов предлагается использовать новые подходы к созданию микроминиатюрных источников калиброванного шума: создать калибратор шумовой температуры охлаждаемого сенсора, основанный на сочетании фундаментальных свойств термодинамического и дробового шума, используя сверхпроводниковые источники микронных размеров. Это позволит снизить уровень

тепловыделения термодинамических источников, использовать известные критические температуры сверхпроводящего перехода, снизить порог эквивалентной температуры дробового шума, а также увеличить скорость модуляции сигнала. Предлагаемые подходы позволяют проводить быструю модуляцию шумового сигнала, обеспечивая одновременно сверхмалое тепловыделение. Источником сверхширокополосного термодинамического шума в разработанном калибраторе выступает резистивный микроабсорбер, шум которого определяется его физической температурой.

Создание подобных систем для калибровки чувствительных охлаждаемых сенсоров является необходимой задачей в области сверхнизкотемпературного эксперимента и развитием традиционных подходов в исследовании шумов устройств для приема и обработки сверхмалых сигналов, включая цепи для квантовых вычислений.

Актуальность работы также подтверждается ее выполнением в рамках проекта гранта РФФИ № 20-37-90094 «Интегральные сверхпроводящие источники широкополосного шума и исследование микроволновых сенсоров при сверхнизких температурах» (2020–2022).

Целью диссертационной работы является: поиск и разработка теоретических и технологических подходов к созданию и экспериментальному исследованию нового поколения источников калиброванного шума на основе сверхпроводников для применения при сверхнизких температурах в диапазоне частот 1–1000 ГГц.

Для достижения цели были поставлены следующие теоретические и экспериментальные **задачи**:

1. Теоретически оценить перспективы микроминиатюризации известных источников калиброванного широкополосного шума, совместимых со сверхпроводящими цепями в тонкопленочном исполнении при сверхнизких температурах.

2. Теоретически оценить эффективность и найти пути оптимизации термодинамического излучателя на основе площадного поглотителя из резистивной пленки на диэлектрической подложке массой менее 0,1 г.

3. Обосновать теоретические и технологические подходы к созданию терагерцового излучателя из ниобия с излучающей антенной для исследования RFTES болометра диапазона частот 550–750 ГГц с калибровкой температуры излучения по тепловому гистерезису тонкопленочного микромостика и провести экспериментальное исследование такого источника.

4. Обосновать теоретические и технологические подходы к созданию источника дробового шума на основе туннельной структуры Al/AlO_x/Al для калибровки в диапазоне частот 1–2 ГГц с подключением в стандарте 50 Ом; изготовить экспериментальные образцы и провести исследование такого источника.

5. Обосновать теоретические и технологические подходы к созданию генератора шума с внутренней калибровкой термодинамического терагерцового излучателя с помощью источника дробового шума.

6. Изготовить экспериментальные образцы RF TES болометра и исследовать отклик такого детектора на излучение тонкопленочного поглотителя на диэлектрической подложке; оценить излучательную способность RF TES болометра в диапазоне частот 550–750 ГГц.

Научная новизна

1. Впервые разработан и апробирован метод изготовления RF TES болометра, включающего в себя высокодобротный резонатор из ниобия, микромостик из гафния и терагерцовую антенну с применением оптической литографии с разрывом вакуумного цикла.

2. Впервые предложен и теоретически обоснован метод расчета коэффициента черноты термодинамического излучателя на основе резистивной пленки на диэлектрической подложке с использованием электродинамической модели прямоугольного волновода.

3. Впервые предложен метод генерации термодинамического излучения терагерцового диапазона частот с помощью пленочного микрорезистора, интегрированного с планарной антенной.

4. Впервые предложен метод нагрева термодинамического источника на основе резистивной пленки поглотителя на диэлектрической подложке за счет прямого пропускания тока; впервые предложено использовать метод токового гистерезиса пленки сверхпроводника для управления температурой микрорезистора.

5. Впервые предложен метод шумовой термометрии микрорезистора, основанный на сравнении с дробовым шумом туннельного сверхпроводящего перехода.

6. Впервые разработан метод генерации термодинамического шума в терагерцовом диапазоне частот с использованием сверхпроводящего микромостика, разогреваемого током высокочастотного резонатора.

7. Впервые разработан, изготовлен и экспериментально продемонстрирован при температуре 30 мК источник дробового шума, оптимизированный для стандарта 50 Ом, на основе туннельного сверхпроводящего перехода $Al/AlO_x/Al$ с эквивалентной температурой шума менее 2 К.

Практическая значимость

1. Успешная реализация предложенной технологии RF TES болометра открывает путь к созданию нового поколения сверхчувствительных болометрических детекторов, в том числе изображающих матриц с частотным разделением пикселей.

2. Электромагнитная модель чернотельного поглотителя в прямоугольном волноводе позволяет определить и, при необходимости, оптимизировать параметры термодинамического излучателя в заданном диапазоне частот.

3. Применение микроминиатюрных источников термодинамического шума позволяет кардинально снизить их тепловыделение и использовать такие источники при температурах ~ 30 мК; сверхнизкое тепловыделение (1–10 нВт) открывает перспективы для интеграции таких источников непосредственно на чипе микросхемы при температуре ~ 30 мК.

4. Применение прямого токового нагрева поглотителя упрощает конструкцию термодинамических излучателей пленочного типа; метод теплового гистерезиса позволяет определить теплоотвод сверхпроводящей пленки с известной критической температурой в резистивном состоянии и установить температуру разогрева такого пленочного микрорезистора без применения традиционных термометров.

5. Использование метода шумовой термометрии с применением дробового шума сверхпроводящих туннельных переходов, слабо зависящего от физической температуры, позволяет создавать универсальные источники шума в широком диапазоне частот (1–1000 ГГц); применение сверхпроводящих туннельных переходов на основе трехслойной структуры Al/AlO_x/Al оптимально для аттестации сверхнизкотемпературных цепей (усилителей) с уровнем собственного шума ~ 1 К (и ниже).

6. Метод разогрева с помощью тока резонатора позволяет использовать наноразмерные пленки поглотителя без риска электрических шоков, что повышает их надежность; для таких структур возможна калибровка температуры без применения традиционных термометров, она основана на измерении теплопроводности пленки поглотителя.

7. Использование технологии RFTES болометров позволяет создать новое поколение сверхчувствительных детекторов; такие болометры могут быть также использованы в качестве генератора терагерцового шума.

8. Полученные патенты на изобретение источников калиброванного шума с использованием сверхпроводящих термодинамических микроизлучателей и комбинации таких микроизлучателей со сверхпроводящими источниками дробового шума подтверждают экономический потенциал проведенных исследований в области научного приборостроения.

Методы исследования, используемые в работе:

1. Методы тонких пленок для изготовления микрочипов в чистых технологических зонах класса ISO 7, включая: осаждение тонких пленок металлов и диэлектрических материалов с применением установок магнетронного и электронно-лучевого распыления Plassys MEBTM 550S; литографическая обработка тонких пленок с применением безмаскового лазерного литографа Heidelberg μ PG 501, методами химического и реактивного ионного травления с

применением установки Sentech Instruments SI 591 Compact; аттестация планарных структур с применением, профилометра KLA - Tencor P – 7, оптических микроскопов фирмы Leica.

2. Методы определения электрофизических параметров сверхпроводящих структур с использованием измерительного комплекса, включающего: криостат растворения Oxford Instruments Triton DR200 с базовой температурой 10 мК, сухого криостата Oxford Instruments Triton 1.5 К; электронных систем сканирования вольтамперных характеристик на основе SIS Bias Supply (SRON, Нидерланды), нановольтметр фирмы Keithley модель 2182А, источник тока фирмы Keithley модель 6221; анализатора сигналов фирмы Keysight модель EXA Signal Analyzer N9010В, векторных анализаторов цепей Agilent Technologies PNA-X N5242А и Keysight PNA-X N5242В, сигнальные цепи с охлаждаемыми усилителями, аттенюаторами и высокочастотными теплоизолирующими коаксиальными и теплоизолирующими цепями постоянного тока.

3. Компьютерные методы моделирования, включая: среду электродинамического моделирования Cadence AWR Design Environment, визуальное программирование в пакете MathCAD, программирование в среде Python.

4. Компьютерные методы управления, регистрации и обработки экспериментальных данных, включая пакет Origin, программный пакет IRTECON, программы, разработанные на основе языка программирования Python в лаборатории «Сверхпроводящие метаматериалы» НИТУ МИСИС.

Положения, выносимые на защиту

1. Кардинальное снижение тепловыделения и повышение быстродействия термодинамического излучателя оптического типа достигается при использовании микроразмерного пленочного поглотителя, интегрированного с планарной линзовой антенной, что делает такой излучатель эффективным инструментом для тестирования (калибровки шума) чувствительных цепей при сверхнизких температурах ~ 30 мК.

2. Резистивная пленка на поверхности диэлектрической подложки является термодинамическим излучателем оптического типа с максимальным коэффициентом черноты около 50%, физическая температура которого может регулироваться пропусканием постоянного тока непосредственно через пленку поглотителя.

3. Источник дробового шума на сверхпроводящем туннельном переходе является эффективным калибратором для определения термодинамической температуры микроразмерного поглотителя и может быть интегрирован с таким поглотителем в составе единой планарной микросхемы.

4. RF TES болометр может быть использован в качестве термодинамического излучателя с внутренней калибровкой.

Личный вклад

Автором были спроектированы и рассчитаны электродинамические модели микросхемы источников дробового шума на основе СИС перехода в диапазоне частот 1–2 ГГц, а также микросхемы, объединяющей источники дробового и термодинамического шумов для диапазонов частот 1–2 ГГц и 550–750 ГГц соответственно, проведено электродинамическое моделирование и оптимизация термодинамического источника на основе тонкопленочного поглотителя на диэлектрической подложке с использованием пакета электромагнитного моделирования Cadence AWR Design Environment. Автором освоены методы напыления и обработки тонких пленок металлов и диэлектриков, отработаны технологические этапы изготовления элементов структур, включая туннельные структуры Al/AlO_x/Al (туннельные СИС переходы); освоены методы измерения вольтамперных характеристик СИС переходов с применением среды IRTECON, а также проведено конструирование микросхем источников на основе созданных моделей, изготовлены экспериментальные образцы сверхпроводящих источников шума и детекторов. Автором проведены эксперименты по измерению шумовых параметров усилителя с использованием источника дробового шума на основе изготовленных СИС переходов, а также эксперименты по исследованию источников термодинамического шума на основе тонкопленочного резистивного поглотителя и сверхпроводящего микромостика, в том числе с использованием сверхпроводящего RFTES детектора.

Публикации

Основные результаты по теме диссертации изложены в 3 статьях: 1 из которых опубликована в журнале, индексируемом в базе данных Scopus и Web of Science, 2 опубликованы в журналах, рекомендованных ВАК. По предложенным моделям источников шума были получены 2 патента.

Апробация результатов. Степень достоверности полученных результатов подтверждается докладами на международных конференциях:

1. Ким Т. М. Сверхпроводящие источники широкополосного шума для сверхнизких температур // Материалы Международного молодежного научного форума «Ломоносов–2021». https://lomonosov-msu.ru/archive/Lomonosov_2021/data/section_34_22390.htm

2. Меренков А. В., Шитов С. В., Ким Т. М., Чичков В. И., Устинов А. В. Исследование МЕГА болометра диапазона 600–700 ГГц с чернотельным излучателем // Материалы XXVI Международного симпозиума «Нанопфизика и наноэлектроника». – 2022. – 1. – с. 102–103.

3. Шитов С. В., Меренков А. В., Ким Т. М., Чичков В. И., Калинин С. В., Устинов А. В. Оптические измерения МЕГА болометра диапазона 600–700 ГГц при температуре 400mK // Материалы XXVI Международного симпозиума «Нанопфизика и наноэлектроника». – 2022. – 1. – с. 166–167.

4. Меренков А. В., Ким Т. М., Ермаков А. Б., Соломатов Л. С., Чичков В. И., Шитов С. В. Измерение параметров сверхпроводящего болометра с СВЧ-считыванием // Материалы XXVII Международного симпозиума «Нанопфизика и нанопэлектроника». – 2023. – 1. – с. 130–131.

5. Ким Т. М., Шитов С. В. Новые методы калибровки шума на сверхнизких температурах. Сборник тезисов докладов конгресса молодых ученых. Электронное издание. – СПб: Университет ИТМО, [2023]. <https://kmu.itmo.ru/digests/article/11382>.

Структура и объем диссертации

Диссертация изложена на 116 страницах, состоит из введения, 5 глав, заключения, списка литературы, включающего 65 наименования. Работа проиллюстрирована 84 рисунками и 4 таблицами.

Глава 1. Аналитический обзор литературы

1.1 Источники шума

Возникновение шума в системе может обуславливаться воздействием внешних факторов или факторами внутри самой системы. Уровень подаваемого сигнала в присутствии шума в обоих случаях можно зафиксировать при уровнях шума системы ниже уровня этого сигнала. Улучшение качества передаваемого на устройства сигнала достигается снижением уровня шума в системах.

Причиной возникновения шумов является случайное движение зарядов или носителей заряда в устройствах и материалах. Они могут быть вызваны несколькими механизмами, приводящими к различным источникам шума:

- Тепловой (термодинамический) шум – основной тип шума, вызванный термическими вибрациями связанных зарядов. Носит название шум Джонсона или Найквиста;
- Дробовой шум – шум, возникающий в результате случайных флуктуаций носителей заряда в электронных трубках или полупроводниковых устройствах;
- Фликкер шум возникает в полупроводниковых устройствах и вакуумных трубках. Мощность фликкер шума обратно пропорциональна частоте, поэтому часто обозначается как $1/f$;
- Плазменный шум возникает в результате случайного движения заряда в ионизованном газе, таком как плазма, ионосфера или искровые разрядные электрические контакты;
- Квантовые шумы вызваны квантовой природой носителей заряда и фотонов, которые в незначительной степени связаны с остальными источниками шума.

1.1.1 Термодинамический шум

Согласно теории Найквиста, резистор с сопротивлением R и физической температурой T обладает ненулевым значением среднеквадратичного напряжения, полученным из распределения Планка для излучения черного тела, и в узком интервале частот Δf при $hf \ll k_B T$ определяется как $V_n = \sqrt{4k_B TR \Delta f}$. Изменения температуры резистора влияют непосредственно на мощность шума, позволяя контролировать ее значения. Резистивные материалы могут рассматриваться как стандартные источники теплового шума, поскольку тепловой шум в резисторе вызван случайными движениями электронов, обладающих тепловой энергией. Абсолютно черным называют тело, которое поглощает все излучение, падающего на него, вне

зависимости от частоты и температуры тела. Абсолютно черное тело обладает коэффициентом поглощения или поглощательной способностью $\alpha = \frac{d\Phi'_\omega}{d\Phi_\omega}$, равным единице, здесь $d\Phi_\omega$ – поток энергии падающий на элементарную площадку поверхности тела, обусловленный электромагнитными волнами, с частотами в интервале $d\omega$ и $d\Phi'_\omega$ – поток энергии, поглощенный телом.

При расположении двух термодинамических поглотителей, в виде черного тела с одинаковой температурой $T_1 = T_2$, на расстоянии R_i от одного и того же приемника площадью $\Delta S'$, необходимо знать поток излучения, регистрируемый приемником, в зависимости от расстояния до излучателя. Из соображений оптики для центрированной оптической системы с осью симметрии вне зависимости от размера линейное увеличение β определяется фокусным расстоянием F приемника.

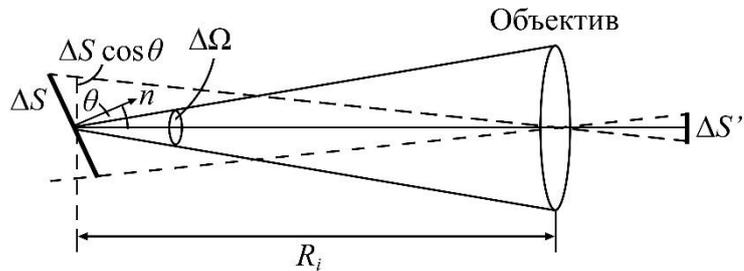


Рисунок 1.1 – Излучение чернотельного поглотителя, падающее на приемник

Поток энергии $d\Phi_\omega$, излучаемый светящейся площадкой ΔS в пределах телесного угла $\Delta\Omega$ по направлению, образующему с нормалью к площадке угол θ (рисунок 1.1), равен:

$$d\Phi_\omega = B\Delta\Omega \Delta S \cos \theta, \quad (1.1)$$

где B – энергетическая яркость, характеризующая поток излучения в заданном направлении.

Поперечное увеличение $\beta^2 = F^2/R_i^2$, где F – фокусное расстояние объектива приемника диаметром D , R_i – расстояние от переднего фокуса объектива до ΔS .

$$\Delta S \cos \theta = \Delta S' \frac{R_i^2}{F^2}. \quad (1.2)$$

Телесный угол $\Delta\Omega$, определяющийся отношением площади вырезаемой частью сферы к квадрату радиуса сферы, в любой точке площади ΔS излучателя равен:

$$\Delta\Omega = \frac{\pi D^2}{4R_i^2} \quad (1.3)$$

Поток $d\Phi_\omega$, регистрируемый приемником, не зависит от расстояния до излучателя:

$$d\Phi_\omega = B \frac{\pi}{4} \left(\frac{D}{F}\right)^2 \Delta S'. \quad (1.4)$$

Таким образом, если изображение излучателя полностью перекрывает приемник, поток энергии, падающий на приемник, не будет зависеть от расстояния до излучателя, с условием того, что это расстояние должно быть велико по сравнению с фокусным расстоянием прибора. А также поток энергии пропорционален энергетической яркости излучателя B , которая для абсолютно черного тела, с учетом закона Стефана-Больцмана, связана с температурой соотношением:

$$B = \frac{\sigma_0}{\pi} T^4, \quad (1.5)$$

где σ_0 – постоянная Стефана-Больцмана [19].

Вне зависимости от расстояния от приемника до абсолютно черных тел поток излучаемой телами энергией будет одинаковым и будет равен (1.4) так как диаметр объектива приемника D , площадь приемника $\Delta S'$ и фокусное расстояние приемника F не изменяются, потому что являются характеристиками одного и того же приемника. Также поток излучаемой энергии обеими площадками S_1 и S_2 зависит от энергетической яркости абсолютно черных тел 1 и 2, которые в свою очередь зависят от температуры тел, но для тел с одинаковой температурой $B_1 = B_2$. Следовательно, потоки энергии, излучаемые поверхностями S_1 и S_2 абсолютно черных тел 1 и 2, равны $d\Phi_{\omega 1} = d\Phi_{\omega 2}$

$$B_1 \frac{\pi}{4} \left(\frac{D}{F}\right)^2 \Delta S' = B_2 \frac{\pi}{4} \left(\frac{D}{F}\right)^2 \Delta S' \Rightarrow \frac{\sigma_0}{\pi} T_1^4 \frac{\pi}{4} \left(\frac{D}{F}\right)^2 \Delta S' = \frac{\sigma_0}{\pi} T_2^4 \frac{\pi}{4} \left(\frac{D}{F}\right)^2 \Delta S'. \quad (1.6)$$

Мощность термодинамического шума сопротивления R , подаваемая в согласованную нагрузку, например на вход усилителя, определяется его физической температурой T [20] и в небольшом интервале частот Δf определяется выражением:

$$P_n = \left(\frac{V_n}{2R}\right)^2 R = \frac{V_n^2}{4R} = k_B T \Delta f. \quad (1.7)$$

Температурная зависимость мощности излучения черного тела (1.7) позволяет также определить температуру черного тела из измеренной мощности его термодинамического шума [11]:

$$T_n = \frac{P_n}{k_B \Delta f}. \quad (1.8)$$

В случае линии с волновым сопротивлением Z_0 и подключенным согласованным сопротивлением, нагретом до температуры T , шумовая мощность будет передана в линию. Таким образом, в источнике шума можно регулировать мощность изменением температуры или используя «очень холодный» аттенюатор, который помещается между источником и линией и который уменьшает сигнал, не внося в него дополнительного шума. Так, если коэффициент передачи аттенюатора обозначить через L , то вклад источника шума в шумовую мощность на выходе аттенюатора составит $Lk_B T \Delta f$, и изменением коэффициента передачи аттенюатора возможно изменение и шумовой мощности.

1.1.2 Дробовой шум

При использовании электронных устройств основным фактором, определяющим точность и надежность элементов в системе, является отсутствие флуктуации тока [21, 22, 23]. Источником беспорядочных флуктуаций в неравновесной системе является, как правило, дробовой шум, возникающий при конечном напряжении в туннельном контакте с потенциальным барьером, который случайным образом пересекается дискретными носителями электрического заряда. Важной особенностью дробового шума является отсутствие зависимости от температуры, в то время как тепловой шум вызван непосредственно тепловым движением электронов [24].

Дробовой шум обусловлен случайным и независимым пересечением некоторого потенциального барьера носителями заряда, каждый из которых генерирует в цепи импульс тока, суперпозиция этих импульсов образует флуктуирующий ток. Примерами дробового шума являются флуктуации тока электронной лампы, обусловленные случайным выходом электронов

из катода вследствие термоэлектронной эмиссии; флуктуации тока фотодиода из-за случайной генерации носителей под действием падающего излучения; флуктуации тока, протекающего через р-п переход. Как правило, эффект дробового шума ярко выражен в мезоскопических системах, то есть в проводниках с малыми размерами, преимущественно в случае низких температур, когда волновые свойства электронов играют ключевую роль в процессе переноса зарядов.

Наиболее часто для описания дробового шума в электрической цепи используют уравнение:

$$\langle I^2 \rangle = 2eI\Delta f, \quad (1.9)$$

где $\langle I^2 \rangle$ – средний квадрат флуктуаций тока;

e – элементарный заряд;

I – протекающий ток;

Δf – полоса частот, в которой измеряют шумы.

1.2 Джозефсоновские переходы

1.2.1 Эффект Джозефсона

Эффект Джозефсона заключается в протекании сверхпроводящего тока через слабую связь между двумя сверхпроводниками. Примером подобной слабой связи могут быть тонкопленочное сужение, слабое касание двух сверхпроводников на малой площади и т. д. Различают стационарный и нестационарный эффекты Джозефсона.

Стационарный эффект Джозефсона заключается в том, что протекание через слабую связь (джозефсоновский переход) достаточно малого тока происходит без сопротивления, даже если связь сделана из несверхпроводящего материала – изолятора. Сверхпроводящий ток переносится коррелированными парами электронов (куперовскими парами). Волновая функция электронов с одной стороны связи интерферирует с волновой функцией электронов по другую сторону от слабой связи при проникновении через эту связь, в результате чего сверхпроводящие электроны по обе стороны от слабой связи будут описываться одной волновой функцией [25]. Волновые функции электронов с двух сторон не должны сильно измениться под действием слабой связи по сравнению с тем, что было до установления данной связи. Протекающий через такой контакт постоянный джозефсоновский ток зависит от разности фаз $\phi = \theta_1 - \theta_2$ и определяется следующим соотношением:

$$I_s = I_c \sin \phi, \quad (1.10)$$

где I_c – максимальный ток (критический ток перехода).

Разность фаз ϕ постоянна при напряжении $V = 0$.

Нестационарный эффект Джозефсона. Если через контакт пропустить большее значение тока, обеспечивающее возникновение падения напряжения ($V > 0$) на контакте, разность фаз через контакт будет зависеть от напряжения $\frac{d\phi}{dt} = \frac{2eV}{\hbar}$, откуда $\phi = 2eVt/\hbar$. Поскольку сверхпроводящий ток через контакт является периодической функцией разности фаз, а разность фаз зависит от времени линейно, то при приложении к джозефсоновскому переходу разности потенциалов V возникает нестационарный эффект Джозефсона: сверхпроводящий ток $I_s = I_c \sin(\omega_J t)$ осциллирует с Джозефсоновской частотой $\omega_J = 2eV/\hbar$ (джозефсоновская генерация).

Через джозефсоновский переход могут течь два вида токов: сверхпроводящий ток куперовских пар (джозефсоновский ток) и туннельный ток обычных электронов. До тех пор, пока заданный ток I меньше критического I_c , тока джозефсоновского перехода, основными носителями являются куперовскими парами (сверхпроводящим током). При увеличении тока выше критического ($I > I_c$) куперовские пары уже не могут обеспечить такой ток, и в дополнение к сверхпроводящему току возникает нормальная компонента (обеспечивается обычными электронами), а значит и напряжение на контакте (рисунок 1.2).

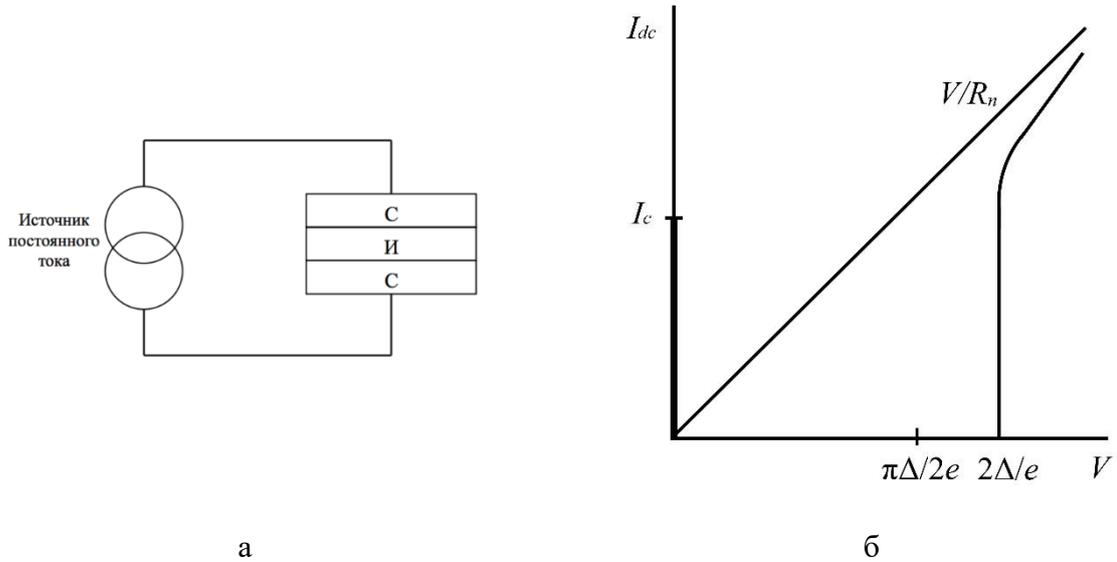


Рисунок 1.2 – Схема цепи перехода типа сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник (а); Вольтамперная характеристика джозефсоновского перехода при $T \ll T_c$, описывающая как Джозефсоновский ток при $V = 0$, так и ток нормальных электронов при $V > 2\Delta/e$ (б)

Таким образом, возникновение тока нормальной компоненты при протекании по джозефсоновскому переходу заданного постоянного тока $I > I_c$ может быть описано с помощью резистивной модели. Такая модель рассматривает джозефсоновского перехода как параллельного включенного джозефсоновского контакта, пропускающего только ток сверхпроводящих электронов, и нормального участка (рисунок 1.3). Выражение для полного тока I представляет собой сумму нормального тока V/R_n и сверхпроводящего тока $I_s = I_c \sin \phi$:

$$I = I_c \sin \phi + \frac{\hbar}{2eR_n} \frac{\partial \phi}{\partial t}, \quad (1.11)$$

где R_n – нормальное сопротивление перехода.

Напряжение на переходе примет вид

$$V(t) = R_n \frac{I^2 - I_c^2}{I + I_c \cos \omega t}, \quad (1.12)$$

$$\omega = \frac{2e}{\hbar} R_n \sqrt{I^2 - I_c^2}. \quad (1.13)$$

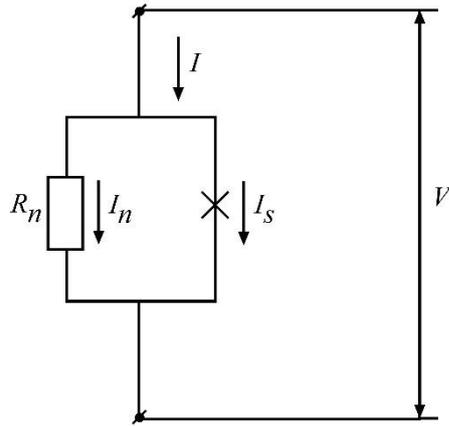


Рисунок 1.3 – Резистивная модель джозефсоновского перехода

Туннельный джозефсоновский переход типа СИС (сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник) состоит из двух сверхпроводящих электродов, разделенных тонким слоем изолятора. В большинстве случаев электродами являются полученные вакуумным напылением тонкие пленки сверхпроводящего материала, а изолятором является окисленный слой нижнего (базового) электрода. Толщина окисленного слоя составляет порядка 10–13 атомных слоев, так что электроны обладают маленькой вероятностью ($p \sim 10^{-5}$ – 10^{-3}) проникновения из одного электрода в другой путем квантового туннелирования через энергетический барьер, созданный изолятором. Подобное проникновение приводит к ненулевой нормальной проводимостью G_n , когда электроды в нормальном состоянии ($T > T_c$) и эффектом Джозефсона в сверхпроводящем состоянии $T < T_c$.

Наиболее распространенными туннельными СИС переходами являются переходы типа Nb/Al-AlO_x/Nb и Al/AlO_x/Al (со слоем AlO_x в качестве изолятора) Аллюминий имеет энергию щели (при $T = 0$) $\Delta(0) = 3,4 \cdot 10^{-4}$ эВ и температуру сверхпроводящего перехода $T_c = 1,18$ К, аналогичные значения для ниобия $\Delta(0) = 30,5 \cdot 10^{-4}$ эВ и $T_c = 9,2$ К [26, 27]. Разные значения энергии щели материалов электродов являются одним из главных отличий этих двух видов туннельных СИС переходов, а также обуславливает оптическую чувствительность переходов, которая выше у алюминиевых переходов, чем у ниобиевых. Чем выше энергия щели, тем выше лежит предельная частота детектирования туннельного СИС перехода, что соответствует энергии распаривания куперовских пар под воздействием фотона.

На мощность шума имеет непосредственное влияние и качество самого туннельного перехода. Неидеальный туннельный барьер, имеющий диссипативный канал из-за пропускающего изолятора, воздействует на температурные измерения кривой шума. Таким образом, воспроизводимость основных параметров джозефсоновских переходов является основным требованием при изготовлении подобных переходов. Измерение вольтамперных

характеристик (ВАХ) обеспечивает контроль над электрическими параметрами джозефсоновских переходов. Главным параметром, характеризующим джозефсоновский переход, является значение критического тока I_c , соответствующего ветви ВАХ с нулевым напряжением. При подаче тока выше критического I_c происходит скачок на квазичастичную ветвь ВАХ при напряжении щели $V_g = 2\Delta/e$. Дальнейшее повышение тока джозефсоновский переход происходит на резистивном участке, характеризующем нормальное сопротивление перехода R_n . Резистивная ветвь ВАХ в области напряжений $V_g < V < 2V_g$ при асимптотическом продлении пересекает ось токов при нулевом напряжении в отрицательной области и является отличительной особенностью туннельных джозефсоновских переходов. При уменьшении тока обратный переход сверхпроводящее состояние происходит не сразу, переход находится на квазичастичной ветви и далее происходит скачок в сверхпроводящее состояние, образуя гистерезис [28]. Критический ток СИС перехода описывается соотношением Амбегаоакр-Баратова [29, 30]:

$$I_c R_n = \pi \Delta / 2e, \quad (1.14)$$

$$I_c = \pi V_g / 4R_n, \quad (1.15)$$

где $V_g = 2\Delta/e$ – напряжение щели.

1.2.2 Дробовой шум сверхпроводящего туннельного перехода

Нелинейность тока джозефсоновского перехода можно использовать аналогично нелинейности полупроводникового диода для преобразования слабых сигналов переменного тока (СВЧ тока) в постоянный ток (прямое детектирование) или для частотного смешения нескольких сигналов (гетеродинный режим). Практическая чувствительность приборов с джозефсоновскими переходами определяется совокупным током шумов, при этом шумы, вызванные внешним воздействием (электромагнитными помехами, ЭМП) возможно устранить или подавить, однако остаются собственные шумы джозефсоновского устройства, а также шумы, генерируемые в электронной схеме, связанной с ним. Известно, что сверхпроводящие туннельные переходы типа СИС генерируют дробовой шум, что в случае частотных смесителей позволяет проводить измерение шума буферного усилителя в микроволновом диапазоне, устанавливая смещение в области нормального сопротивления при $V > V_g$. Дробовой шум СИС перехода в терминах эквивалентной шумовой температуры вносит вклад в мощность шума, регистрируемую на выходе усилителя [15].

Как правило, частотные смесители согласованы с буферным усилителем 50 Ом в рабочей точке ВАХ при смещении $V < V_g$, а в нормальной области при $V > V_g$ полное согласование отсутствует. В связи с этим, оценки шума, поступающего на вход усилителя содержат поправочные коэффициенты, что в сочетании с неидеальностью СВЧ соединений ухудшает точность измерения и, строго говоря, не может служить метрологическим стандартом. Для наиболее точного проведения измерений мощности шума шумовой температуры усилителя должно соблюдаться условие согласованности импеданса СИС перехода с усилителем.

Шумы, возникающие в контакте при нестационарном эффекте Джозефсона, то есть при токе, протекающем через контакт, превышающем критический, являются результатом флуктуаций тока, текущего через контакт [20]. Спектральную мощность шума можно выразить, используя аналогию с дробовым шумом [31]. В полный ток i , протекающий через контакт дают вклад две компоненты: ток нормальных электронов с зарядом каждого e и ток куперовских пар, заряд каждой равен $2e$:

$$i = i_n + i_p = i_{n1} - i_{n2} + i_{p1} - i_{p2}, \quad (1.16)$$

где $i_n = i_{n1} - i_{n2}$ – результирующий ток нормальных электронов;

$i_p = i_{p1} - i_{p2}$ – результирующий ток спаренных электронов через контакт.

Каждая компонента тока в правой части уравнения (1.16) соответствует полному дробовому шуму, поскольку они все независимы. Уравнения для спектральных плотностей флуктуаций тока i_n и i_p можно выразить следующим образом:

$$\overline{S_{i_n}(\omega)} = 2e(I_{n1} + I_{n2}), \quad (1.17)$$

$$\overline{S_{i_p}(\omega)} = 4e(I_{p1} + I_{p2}), \quad (1.18)$$

где I – среднее значение тока i с соответствующим нижним индексом.

Коэффициент в уравнении (1.18) для флуктуации тока куперовских пар в два раза больше, чем для обычных электронов, вследствие большего в два раза заряда куперовских пар.

Вероятности прохождения заряженных носителей через потенциальный барьер в обоих направлениях соответствуют следующим выражениям:

$$I_{n1} + I_{n2} = I_n \coth(eV/2k_B T_0), \quad (1.19)$$

$$I_{p1} + I_{p2} = I_p \coth(2eV/2k_B T_0), \quad (1.20)$$

где V – высота потенциального барьера, соответствующая напряжению на контакте;
 T_0 – абсолютная температура.

Таким образом спектральная плотность полного тока, протекающего через контакт:

$$\overline{S_i(\omega)} = \overline{S_{i_n}(\omega)} + \overline{S_{i_p}(\omega)} = 2eI_n \coth(eV/2k_B T_0) + 4eI_p \coth(2eV/2k_B T_0). \quad (1.21)$$

При низком значении напряжения смещения ($eV \sim k_B T$) зависимость спектральной плотности шума туннельного перехода от температуры и напряжения смещения описывается следующим образом:

$$S_i(V, T) = (2eV/R) \coth(eV/2k_B T). \quad (1.22)$$

При низких температурах, когда $|eV| \gg k_B T_0$, функция \coth в уравнении (1.21) стремится к единице и

$$\overline{S_i(\omega)} = 2eI_n + 4eI_p, \quad (1.23)$$

и выражение для шума, вызванного током обычных электронов и куперовских пар, приобретает вид аналогичный дробовому шуму, независимому от температуры.

При $|eV| \ll k_B T_0$ функция \coth аппроксимируется функцией обратной ее аргументу и в результате получается:

$$\overline{S_i(\omega)} = 4k_B T_0 I/V = 4k_B T_0/R, \quad (1.24)$$

где $I = I_n + I_p$.

Такой результат аналогичен выражению для тепловых шумов проводимости I/V или шуму Джонсона-Найквиста и при приближении V к нулю эта проводимость и, как следствие, шум может достигать достаточно больших значений [32, 33]. На практике эффективная температура генерируемого дробового шума и оценка отклика усилителя на дробовый шум могут

быть вычислены как функции от напряжения смещения СИС перехода, используя соотношение $I \approx V/R_n$, что верно при $V > V_g$.

На низких частотах может играть роль и фликкер шум или $1/f$ -шум. Верхняя граница $1/f$ -шума в джозефсоновских контактах лежит в диапазоне от десятых Гц до нескольких сотен кГц. В случае СВЧ применений это дает достаточно незначительный эффект $1/f$ -шума по сравнению с источниками других шумов. При использовании джозефсоновских переходов на низкой частоте качество сигнала может в значительной степени ухудшиться под воздействием $1/f$ -шума.

Внешние источники шума (помехи), такие как теле и радиовещательные станции, линии передач, системы мобильной связи могут вносить вклад в ЭМП. Анализ флуктуаций такого типа упрощается тем, что характерные для них частоты находятся гораздо ниже частот, присущих джозефсоновским переходам. Поэтому влиянием подобного вида помех на джозефсоновские переходы зачастую можно пренебречь.

Глава 2. Концептуальные модели сверхпроводящих источников калиброванного шума

2.1 Модель термодинамического излучателя на основе тонкой резистивной пленки поглотителя на диэлектрической подложке, нагреваемой током

В терагерцовом диапазоне частот пленки большинства металлов имеют заметные потери, что позволяет использовать их в качестве поглощающих поверхностей, обладающих термодинамическим излучением. Термодинамическое излучение поглощающей поверхности, как и любое другое черное тело, подчиняется спектральному распределению Планка, согласно которому спектр чернотельного излучения ограничен со стороны высоких частот, и при температурах порядка 1 К интегральная мощность в диапазоне 550–750 ГГц очень мала ($\sim 10^{-24}$ Вт). Согласно принципам термодинамики [34], излучательная способность поверхности зависит от ее «черноты», которая определяется коэффициентом черноты α ($\alpha < 1$). Это позволяет сравнивать излучение физического поглотителя с излучением абсолютно черного тела ($\alpha = 1$), мощность которого представлена на рисунок 2.1. Коэффициент черноты может зависеть от температуры и, в большинстве случаев, пропорционален коэффициенту поглощения изотропного (не фокусированного) излучения с учетом его зависимости от частоты. Излучение такой поверхности поглощается детектором, если, согласно принципу обратимости, излучение антенны детектора не отражается (мало отражается) от такой поверхности, что, собственно, и является характеристикой черноты. Ряд материалов, например, сталь 12Х18Н10Т обладает очень низкой температурной зависимостью сопротивления от коэффициента поглощения, что позволяет рассчитывать на термостабильный коэффициент поглощения пленки, нанесенной на диэлектрическую подложку с известной физической температурой.

На практике в качестве термодинамического излучателя всегда выступает «серое тело», в данном случае представляющее собой тонкую резистивную металлическую пленку, осажденную на диэлектрическую подложку. Такой излучатель был успешно испытан в исследовании RFTES болометра с электронным газом [35]. Однако в работе [35] чернота была лишь оценена, и дальнейший анализ экспериментальных данных показал, что корректное определение коэффициента поглощения является фундаментальной проблемой для подобного термодинамического излучателя, так как может приводить к значительной ошибке при определении отклика болометрического детектора и его мощность, эквивалентную шуму (от англ. NEP – noise equivalent power). Существует не так много методов измерения коэффициента поглощения проводящих поверхностей на терагерцовых частотах. Возможно измерение при

помещении плоской поверхности образца (пленки на подложке) в перетяжку пучка квазиоптического резонатора и измерение добротность такого резонатора. Такой метод обладает разумной точностью при добротностях резонатора <100 . В работе [36] использован метод прямого измерения шумов металлической поверхности методом балансного радиометра. Оба метода являются технически сложными физическими экспериментами, и в данной работе был выбран метод электромагнитного моделирования ультратонкой пленки с использованием плоских волн в волноводе.

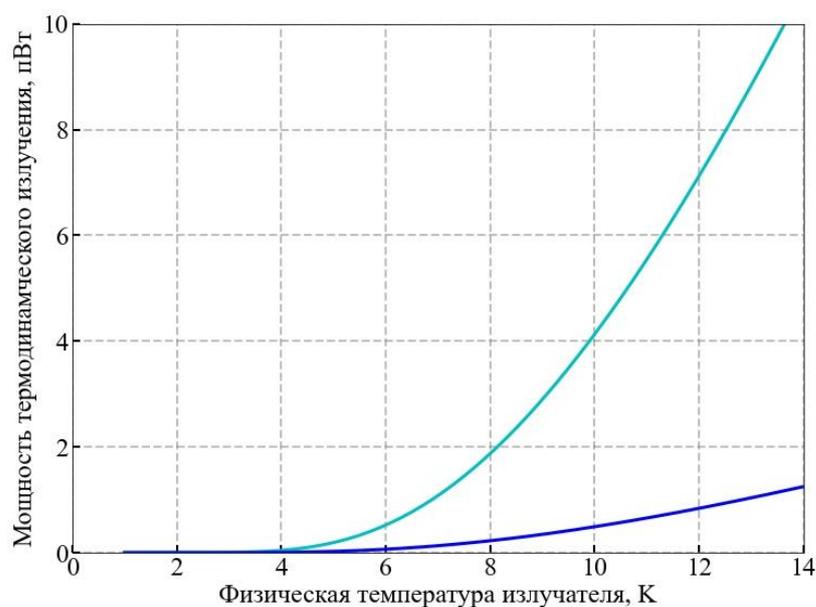


Рисунок 2.1 – Зависимость интегральной мощности термодинамического шума от физической температуры термодинамического излучателя в диапазоне 550–750 ГГц: максимально возможное значение для коэффициента черноты = 1 (голубая кривая) и значение мощности с учетом результата электродинамического моделирования коэффициента черноты пленки с поверхностным сопротивлением 1000 Ом/кв (синяя кривая)

Электродинамическое моделирование на сегодняшний день рассматривается как один из надежных методов анализа произвольной конфигурации проводящих и диэлектрических структур. Существует ряд программ, являющихся признанными лидерами в этой области [37, 38]. В данной работе применялся пакет Cadence AWR Design Environment, оптимальный для исследования слоистых структур. Предложено использовать канализацию излучения в системе в виде прямоугольного волновода, где распространение волн может быть описано как сумма (интерференция) двух плоских волн, переотражающихся от стенок волновода и падающих под углом к оси волновода, к нормали пленки поглотителя.

Определение поглощающих свойств экспериментального термодинамического излучателя было основано на электродинамической модели в виде прямоугольного одномодового волновода с идеальными металлическими стенками сечением 400×240 мкм и длиной около 10 мм, в котором перпендикулярно его оси расположена тонкая резистивная пленка с прилегающим слоем диэлектрика. Волна в таком одномодовом прямоугольном волноводе представляет собой аналог плоской волны, распространяющейся в ограниченном сечении. Локализация волны в объеме прямоугольного одномодового волновода без потерь позволяет точно вычислить отраженный, прошедший и поглощенный сигналы, обусловленные присутствием резистивной пленки и диэлектрической подложки в поперечном сечении волновода.

Длина волны в волноводе всегда больше, чем в свободном пространстве, что связано с фазовой скоростью, которая выше скорости света в вакууме из-за наклонного падения фронта на стенку волновода:

$$\Lambda = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{кр})^2}}, \quad (2.1)$$

Критическая длина волны

$$\lambda_{кр} = 2/\sqrt{(m/a)^2 + (n/b)^2}, \quad (2.2)$$

Критическая частота

$$f_{кр} = \frac{1}{2\pi\sqrt{\mu_r\epsilon_r}} \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2}, \quad (2.3)$$

где λ – длина волны в свободном пространстве на заданной частоте;

a – ширина поперечного сечения волновода;

b – высота поперечного сечения волновода.

Характеристический импеданс для электрических волн E и для магнитных волн H :

$$Z_E = Z_0 \sqrt{1 - \frac{1}{\epsilon_r\mu_r} \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}, \quad (2.4)$$

$$Z_H = Z_0 / \sqrt{1 - \frac{1}{\varepsilon_r \mu_r} \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}} \right)^2}, \quad (2.5)$$

где $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_r}{\varepsilon_0 \varepsilon_r}} = 120\pi \sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}}$ – волновое сопротивление свободного пространства;

ε_r – диэлектрическая проницаемость среды в волноводе;

μ_r – магнитная проницаемость среды в волноводе [9, 39].

Выбранный размер широкой стенки волновода близок к длине волны, что обеспечивает небольшие отклонения импеданса и длины волны в волноводе по сравнению со свободным пространством.

На двух концах прямоугольного волновода с идеально проводящими стенками установлены по два синхронных порта для возбуждения и приема сигнала, прошедшего через поглощающую структуру между ними (рисунок 2.2). Каждый из портов конструктивно представляет собой синфазную систему из двух дипольных антенн, настроенных вблизи центральной частоты 650 ГГц. Позади антенн на расстоянии четверть длины волны в волноводе на частоте 650 ГГц (~80 мкм) установлена отражающая стенка из идеального проводника, выполняющая роль контррефлектора.

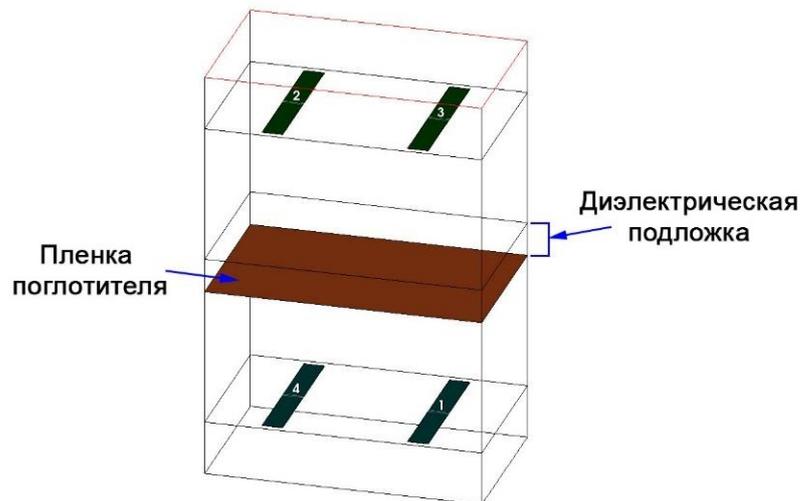


Рисунок 2.2 – Электродинамическая структура тонкопленочного поглотителя на диэлектрической подложке

Использованная в эксперименте [35] пленка поглотителя была полупрозрачной. Интуитивно ясно, что чернота такого поглотителя может быть заметно ниже 1, то есть

экспериментальный термодинамический излучатель имеет термодинамическую эффективность ниже 1, в том числе, за счет прохождения электромагнитных волн сквозь очень тонкую пленку металла. Коэффициент поглощения может быть определен, как разность между прошедшей $P_{\text{пад}}$ и отраженной $P_{\text{отр}}$ мощности, используя соотношение:

$$\alpha = 1 - P_{\text{пад}} - P_{\text{отр}}. \quad (2.6)$$

Классическим черным телом принято считать поглотитель с $A \approx 1$, как упоминалось выше. Поглотитель с α значительно меньше 1 иногда называют «серым телом». При этом термодинамическая температура излучения T_n «серого тела» может быть определена с учетом коэффициента поглощения как:

$$T_n = T_{ph}\alpha, \quad (2.7)$$

где T_{ph} – физическая температура источника чернотельного излучения.

Отметим здесь, что снижение температуры излучения за счет снижения черноты α не отражается на его спектре, который подчиняется соотношению Планка.

Пропускание и поглощение модели настроено на максимальное пропускание (лучше 95%) в диапазоне 550–750 ГГц без присутствия подложки и пленки. Поверхностное сопротивление резистивной пленки поглотителя варьировалось в диапазоне 25–1000 Ом/□, толщина слоя прилегающего диэлектрика в диапазоне 50–500 мкм. В качестве диэлектрика были использованы подложки из сапфира (диэлектрическая проницаемость $\varepsilon \approx 10$) и кварца (диэлектрическая проницаемость $\varepsilon \approx 3,8$). Идеальным случаем была принята конфигурация модели с подвешенной пленкой поглотителя в отсутствии диэлектрической подложки (ближайший аналог поглотителя на тонкой диэлектрической мембране.), в результате моделирования которой было определено оптимальное значение поверхностного сопротивления пленки поглотителя равное 200 Ом/□, соответствующего максимальному коэффициенту поглощения пленки 0,48 (рисунок 2.3). Зависимости, представленные на рисунок 2.4, позволяют оценить широкополосность чернотельного излучателя. Частотные ограничения обусловлены диэлектрической подложкой, толщина которой сравнима с длиной волны. Коэффициент поглощения тонкой пленки, подвешенной без подложки, не может превысить 0,5, поскольку тонкая металлическая пленка в отсутствии подложки будет излучать одинаково в оба пространства. Вид кривой зависимости коэффициента поглощения пленки 200 Ом/□ без подложки в диапазоне частот представлен на

рисунок 2.4а. Волнообразный характер кривых является артефактом, связанным с конечным отражением (неидеальностью) возбуждающего и принимающего портов.

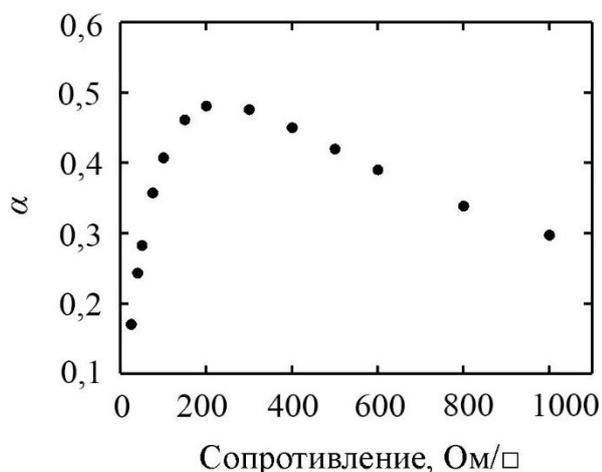


Рисунок 2.3 – Поглощение пленки поглотителя, подвешенной в прямоугольном волноводе, с разным значением поверхностного сопротивления

Для термодинамического излучателя из эксперимента с болометрическим детектором, представляющего из себя пленку с поверхностным сопротивлением 1000 Ом/кв, осажденную на сапфировую подложку толщиной 500 мкм, частотная зависимость коэффициента поглощения имеет изрезанный и неравномерный характер, что вызвано эффектом стоячих волн в подложке, и может варьироваться от нескольких процентов до 30 % (рисунок 2.4б). С учетом полученного коэффициента черноты подобного термодинамического излучателя была определена зависимость оптической мощности от физической температуры термодинамического излучателя с учетом закона Планка в диапазоне частот 550–750 ГГц, сравнение которой с максимально возможным значением мощности ($\alpha = 1$) представлено на рисунок 2.2.

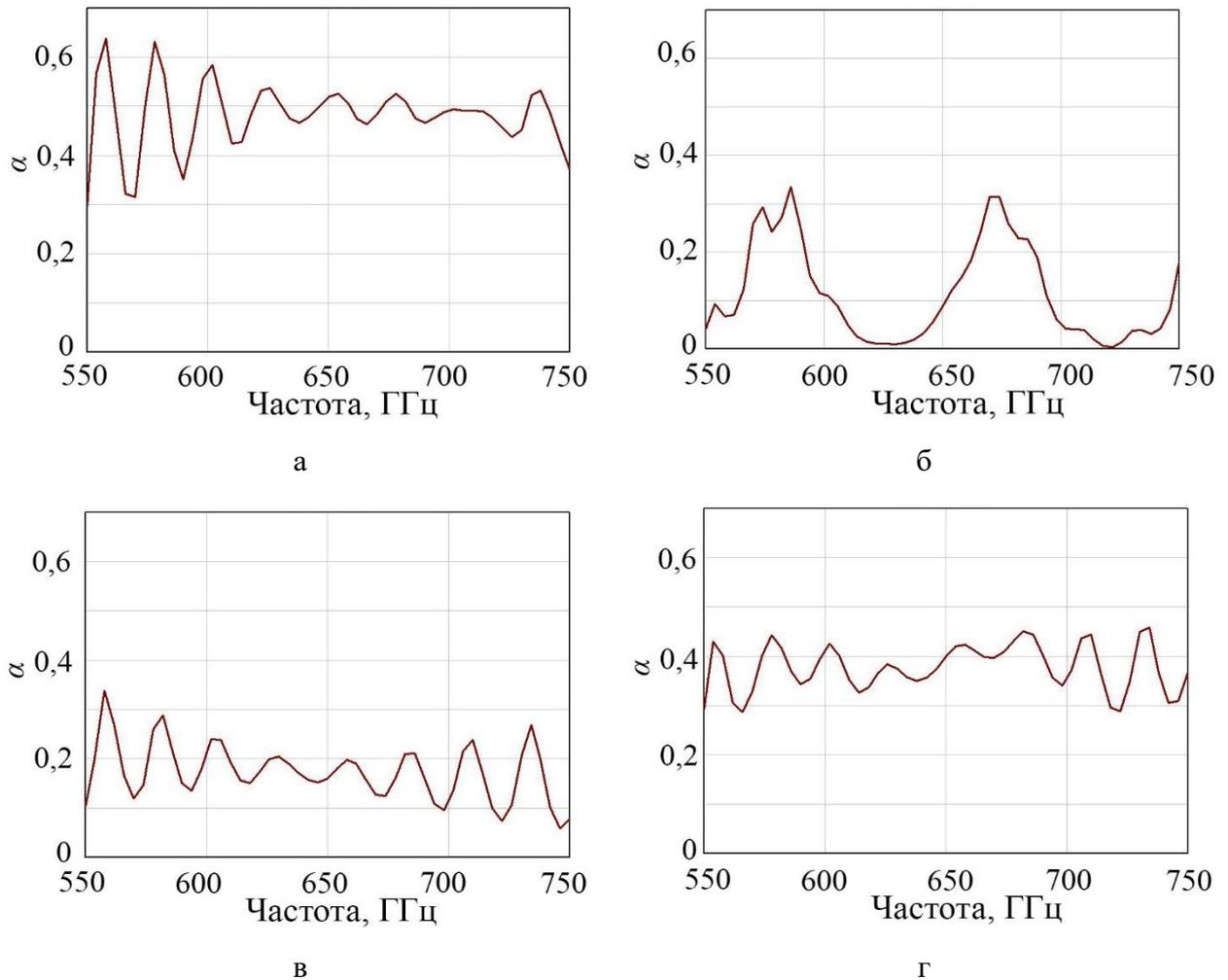


Рисунок 2.4 – Частотная зависимость коэффициента поглощения пленки в диапазоне 550–750 ГГц: а) пленка поглотителя с поверхностным сопротивлением 200 Ом/□ без диэлектрической подложки; б) пленка с поверхностным сопротивлением 1000 Ом/□ на сапфировой подложке толщиной 500 мкм; в) пленка поглотителя с поверхностным сопротивлением 200 Ом/□ на кварцевой подложке толщиной 50 мкм; г) двухстороннее покрытие пленкой поглотителя с поверхностным сопротивлением 200 Ом/□ сапфировой подложки толщиной 500 мкм

Было проведено моделирование для тонкой подложки из монокристаллического кварца 50 мкм, который также, как и сапфир, имеет хорошую теплопроводность. На кварцевую подложку была «осаждена» пленка с поверхностным сопротивлением 200 Ом/□, и в результате моделирования был получен коэффициент поглощения на уровне 20 % (рисунок 2.4в). В результате проведенной оптимизации можно заключить, что оптимальным решением является конфигурация, включающая в себя диэлектрическую подложку из сапфира толщиной 500 мкм и двухстороннее покрытие резистивной пленкой с поверхностным сопротивлением 200 Ом/□, для которой можно добиться коэффициента поглощения около 40 % (рисунок 2.4г).

Резюмируя, несмотря на сравнительно невысокий коэффициент поглощения, резистивная пленка на диэлектрической подложке с хорошей теплопроводностью является весьма удобным решением для чернотельного источника шума с нижней границей физической температуры около 2–3 К. При этом конфигурация с двухсторонним резистивным покрытием 200 Ом/□ является оптимальным и перспективным решением, которое может быть рекомендовано для испытаний широкого круга чувствительных детекторов.

2.2 Модель сверхпроводящего источника термодинамического шума на основе сверхпроводящего микрорезистора в цепи смещения постоянным током с гистерезисом

Шумы микроволновых сенсоров гетеродинного типа характеризуют шумовой температурой T_n , так как в них происходит перенос спектра с сохранением спектральной плотности сигнала (шума), характеризуемого температурой. Для прямых детекторов, которые интегрируют спектр сигнала и таким образом преобразуют мощность всего спектра в мощность постоянного (медленно меняющегося) тока, собственную мощность шума сравнивают с мощностью шума абсолютно черного тела с физической температурой T_n в заданной входной полосе детектора [40]. Ясно, что калибровка зависит от физической температуры черного тела, измеряемой термометром. Калибровка чувствительных детекторов, имеющих только оптический вход, например, детекторов с площадными поглотителями (болометров), часто осуществляется с использованием черного тела с большой оптической апертурой [11]. Излучение черного тела передается к антенне детектора или усилителя в свободном пространстве по законам волновой оптики. В радиочастотном диапазоне применяют приемные антенны, как правило, преобразует излучение оптического черного тела в электрический ток – моду волноведущей линии. Однако существует потеря точности калибровки входа устройства, подключенного к антенне за счет омических потерь и потерь преобразования в антенне и фидерной линии, подсоединенной к входу усилителя.

Спектр чернотельного излучения (шума) резистора эффективно ограничен частотами, для которых $hf \leq k_B T$, то есть его спектральная плотность P_f ограничена в соответствии с формулой Планка [34]:

$$P_f = \int_{f_1}^{f_2} \frac{hf}{\exp[hf/k_B T] - 1} df. \quad (2.8)$$

В пределах низких частот или больших температур $hf \ll k_B T$ мощность термодинамического шума резистора, переданная в нагрузку, при температуре T в диапазоне принимаемых детектором частот Δf можно вычислить по приближенной формуле (1.7).

Источником термодинамического шума может также быть согласованная СВЧ нагрузка (резистор) в интегральном исполнении и является разновидностью черного тела, которую можно разместить в непосредственной близости от исследуемого сенсора. Подобный термодинамический излучатель позволяет контролировать уровень излучения, изменяя свою температуру. Однако существует проблема значительной мощности, необходимой для разогрева излучателя, что может приводить к разогреву всего устройства и к потере точности в измерении температуры. Возникает проблема термометра, который должен иметь непосредственный контакт с излучателем, что приводит к замедлению тепловой релаксации, не позволяющей быстро проводить разогрев и охлаждение излучателя.

Согласно флуктуационно-диссипативной теореме [41], уровень шума в системе зависит только от уровня диссипации, то есть от значения резистора-поглотителя в электрической цепи, и, в первом приближении, никак не зависит от физического размера такой системы (резистора). Это означает, что микрорезистор, который можно быстро нагреть малым количеством тепла, является идеальным кандидатом на ЧТ источник калиброванного шума. Однако затруднение возникает с измерением температуры такого ЧТ, так как здесь нельзя применить ни один из стандартных термометров.

Было предложено использовать в качестве источника чернотельного излучения высокочастотную согласованную нагрузку в интегральном исполнении (рисунок 2.5), включающую резистивный микроизлучатель (ЧТ), представляющий собой пленку сверхпроводящего материал микронного размера на диэлектрической подложке, включенную в копланарный волновод, по которому можно подавать и сигнальные СВЧ токи, и постоянный управляющий ток. Устройство подключается на вход исследуемого сенсора гигагерцового (ГГц) диапазона частот (к входу усилителя) непосредственно коаксиальным кабелем и/или в терагерцовом (ТГц) диапазоне частот посредством излучающей и принимающей антенн (ТГц антенна), выполняющей роль канала передачи шумового сигнала аналогично кабелю, но в другом диапазоне частот. Предложенный источник термодинамического шума позволяет управлять температурой микроизлучателя в виде высокочастотной согласованной нагрузки, подавая на пленку постоянный ток, превышающий критический ток пленки и переводящий ее в нормальное состояние. При этом разогрев подложки и всего устройства мал за счет уменьшения размеров микроизлучателя.

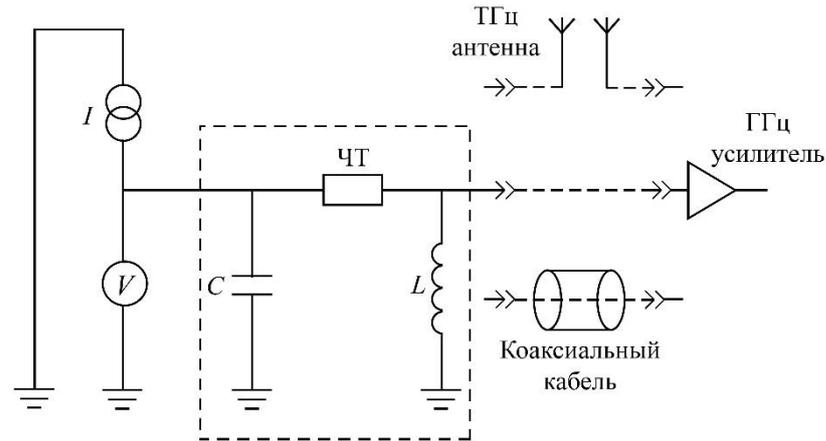


Рисунок 2.5 – Эквивалентная схема источника чернотельного излучения высокочастотной согласованной нагрузки

Использование пленки сверхпроводящего материала в качестве микроизлучателя позволяет воспользоваться свойством сверхпроводников в нормальном состоянии выше критической температуры, а именно слабую зависимость сопротивления от температуры. Подавая на микроизлучатель постоянный ток I , по значению превышающий критический ток сверхпроводника I_c , можно достичь нормального (резистивного) состояния излучателя с нормальным сопротивлением R_n . Пленка микроизлучателя в нормальном состоянии представляет из себя резистор, что позволяет определить выделяемую тепловую мощность в соответствии со следующим выражением [42]:

$$P = I^2 R_n. \quad (2.9)$$

Количество теплоты dQ_τ , проходящее через элемент поверхности dF за промежуток времени $d\tau$, пропорционально температурному градиенту $\frac{dT}{dn}$:

$$dQ_\tau = -G \frac{\partial T}{\partial n} dF d\tau, \quad (2.10)$$

где G – коэффициент теплопроводности, n – нормаль к поверхности тела [19].

Разогрев пленки микроизлучателя в согласованной нагрузке с учетом локальной температуры T резистивной пленки, температуры подложки T_0 и теплопроводности между пленкой микроизлучателя и подложкой G должно удовлетворять уравнению теплового баланса:

$$P(T) = G(T - T_0). \quad (2.11)$$

Таким образом, измеряя ток и напряжение на данном источнике термодинамического шума можно определить значение $P(T)$ из (2.9). Определить теплопроводность можно с помощью уравнения теплового баланса из гистерезиса вольтамперной характеристики пленки микроизлучателя (рисунок 2.6) по току возврата I_r в сверхпроводящее состояние и критической температуры T_c сверхпроводящего состояния пленки:

$$I_r^2 R_n = G(T_c - T_0). \quad (2.12)$$

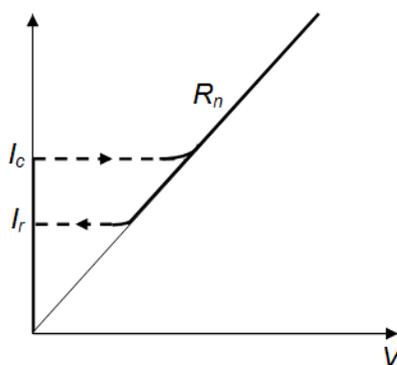


Рисунок 2.6 – Вольтамперная характеристика сверхпроводящей пленки микроизлучателя

Уменьшение размера микроизлучателя позволяет увеличить полное тепловое сопротивление между подложкой и пленкой. В большинстве практических случаев температуру подложки можно считать постоянной и равной температуре рефрижератора. Теоретические расчеты показывают, что падение температуры сапфировой подложки толщиной 500 мкм не превышает 10^{-3} К при температурах менее 1 К и электрической мощности 1 мкВт, что лежит в пределах точности измерения и установки температуры криогенного рефрижератора с типовой мощностью охлаждения 100 мкВт при температуре 50 мК.

Схема источника термодинамического шума (рисунок 2.5) включает также конденсатор (С) для замыкания высокочастотного тока одного вывода микроизлучателя. Индуктор (L) на втором выводе замыкает на землю постоянный ток и, обладая большим импедансом по высокой частоте, препятствует возникновению постоянного потенциала на входе исследуемого сенсора, исключая влияние ЭМП на шумовой сигнал и предохраняя микромостик от токовых перегрузок, которые могут возникнуть при подключении устройства к внешним цепям.

На рисунок 2.7 представлена упрощенная конструкция предлагаемого источника термодинамического шума в интегральном исполнении. В состав устройства, изготавливаемого на диэлектрической подложке, входит пленка сверхпроводящего материала (50 Ом в нормальном состоянии), имеющая электроды для подключения источника тока и вольтметра. Шумовой сигнал с источника на вход исследуемого сенсора передается по копланарному волноводу, согласованному либо с коаксиальным кабелем 50 Ом (при коаксиальном подключении), либо с помощью планарной излучающей антенны при передаче по свободному пространству.

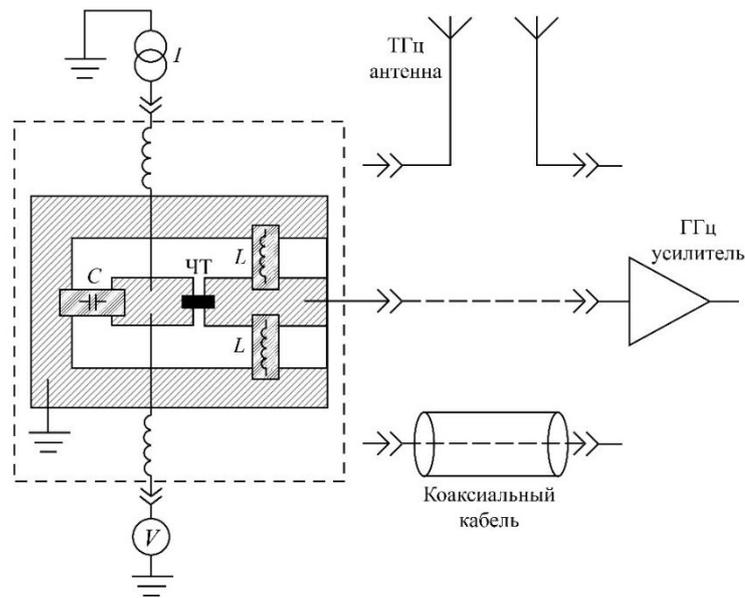


Рисунок 2.7 – Упрощенная топология микросхемы источника чернотельного излучения высокочастотной согласованной нагрузки

Предложенный источник термодинамического шума может быть интегрирован в качестве функционального блока в составе сложной микросхемы, работающей при низких и сверхнизких температурах. Тепловая мощность, выделяемая на микроизлучателе при его разогреве выше температуры рефрижератора, определяется площадью теплового контакта микроизлучателя и величиной удельного сопротивления между пленкой микроизлучателя и подложкой:

$$\sigma = G/S, \quad (2.13)$$

$$P = S \sigma \Delta T, \quad (2.14)$$

где σ – удельная теплопроводность между пленкой микроизлучателя и подложкой;

S – площадь контакта между пленкой микроизлучателя и подложкой;

ΔT – температурный перепад между микроизлучателем и подложкой.

Анализ формулы (2.14) позволяет заключить, что, чем меньше размер микроизлучателя, тем меньше необходимая мощность для разогрева микроизлучателя до заданной температуры.

2.3 Модель источника дробового шума на основе сверхпроводящего туннельного перехода

В пределе низких температур ($eV \gg k_B T \gg hf$) источники дробового шума на основе сверхпроводящих переходов сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник – джозефсоновские туннельные переходы типа СИС [15, 16] – обладают хорошим потенциалом. Дробовой шум слабо зависит от температуры и на нормальном участке ВАХ и регулируется пропускаемым через туннельный переход током.

Квадрат напряжения дробового шума СИС перехода:

$$\langle V_{shot}^2 \rangle = 2eIR_n^2 \Delta f. \quad (2.15)$$

Согласованная мощность дробового шума с учетом (2.9):

$$P_{shot} = eIR_n \Delta f / 2. \quad (2.16)$$

Эквивалентная температура дробового шума, пропорциональна току на линейном участке вольтамперной характеристики:

$$T_{shot} = P_{shot} / 2k_B \Delta f. \quad (2.17)$$

Щелевое напряжение СИС перехода определяет нижнюю границу мощности шума (эквивалентной температуры дробового шума):

$$T_{shot \min} = eV_g / 2k_B. \quad (2.18)$$

Использование в качестве источников дробового шума СИС переходов из алюминия (Al/AlO_x/Al) позволяет существенно снизить выделяемую тепловую мощность калибратора при заданных условия согласования ($R_n = 50$ Ом), что позволяет использовать данный вид СИС переходов для калибровки сверхчувствительных микроволновых сенсоров. Значение щелевого

напряжения алюминиевых СИС переходов составляет около 300–400 мкВ, критическая температура алюминия около 1,2 К, что позволяет установить минимальную эквивалентную температуру дробового шума 2 К при тепловыделении 2 нВт. Собственная емкость $C_{\text{СИС}}$ туннельного перехода ограничивает ширину спектра белого шума и максимальную частоту модуляции уровня шума $\Delta f_{\text{СИС}}$, что описывается условием:

$$2\pi R_n \Delta f_{\text{СИС}} C_{\text{СИС}} < 1. \quad (2.19)$$

Полоса шума СИС перехода составляет нескольких ГГц, делая его пригодным для исследования малошумящих усилителей, но не позволяет использовать дробовый шум в терагерцовом диапазоне. Так, например, для перехода площадью 10 мкм² частотный диапазон $\Delta f_{\text{СИС}}$ не превышает 50 ГГц при сопротивлении ~ 50 Ом.

Для тестирования сверхпроводящих туннельных переходов на основе алюминия в качестве источников дробового шума было разработано две гибридные микросхемы: одна включает в себя цепь смещения с СВЧ фильтром (рисунок 2.8а), а вторая – с использованием стандартного инжектора постоянного тока (Bias Tee) (рисунок 2.9а). На рисунок 2.8б и рисунок 2.9б представлены их упрощенные эквивалентные схемы. В основе данных конструкторских решений лежит детальное электродинамическое моделирование в среде Cadence AWR Design Environment [37], результаты моделирования представлены на рисунок 2.10.

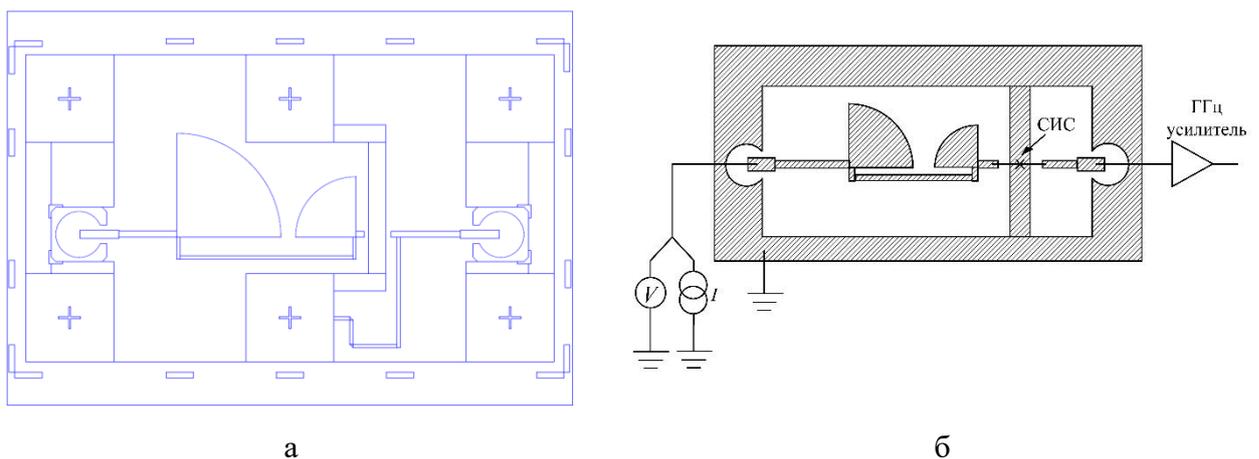


Рисунок 2.8 – Гибридная микросхема источника дробового шума на основе чипа туннельного СИС перехода, установленного на печатную плату СВЧ, включающую цепи для фильтрации постоянного тока: а) эскиз печатной платы; б) схема подключения устройства к источнику смещения и к входу исследуемого усилителя

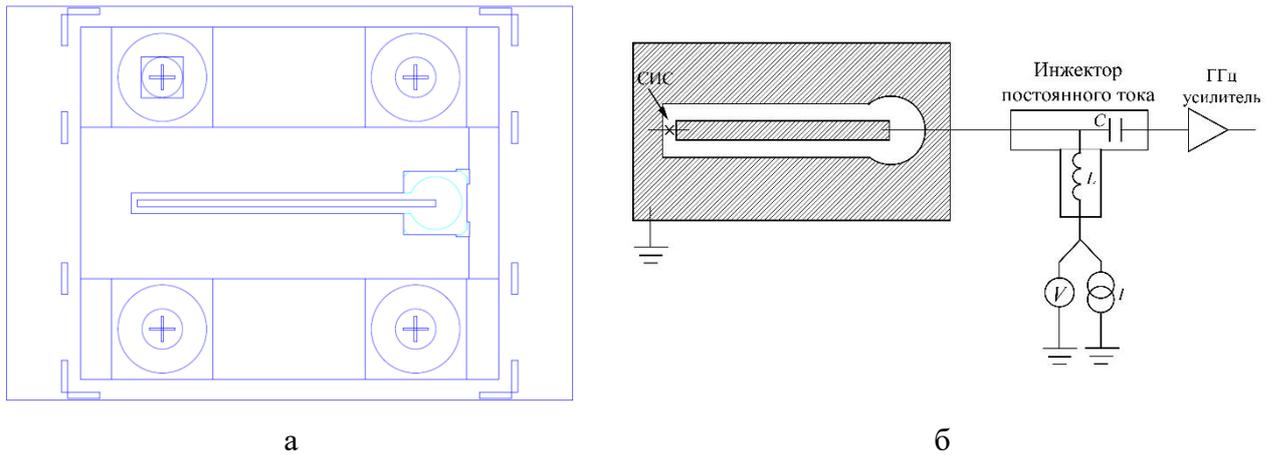


Рисунок 2.9 – Гибридное решение для источника дробового шума на основе чипа туннельного СИС перехода с подачей тока смещения через инжектор постоянного тока: а) эскиз согласующей печатной платы СВЧ; б) схема электрического подключения чипа СИС перехода к входу исследуемого усилителя

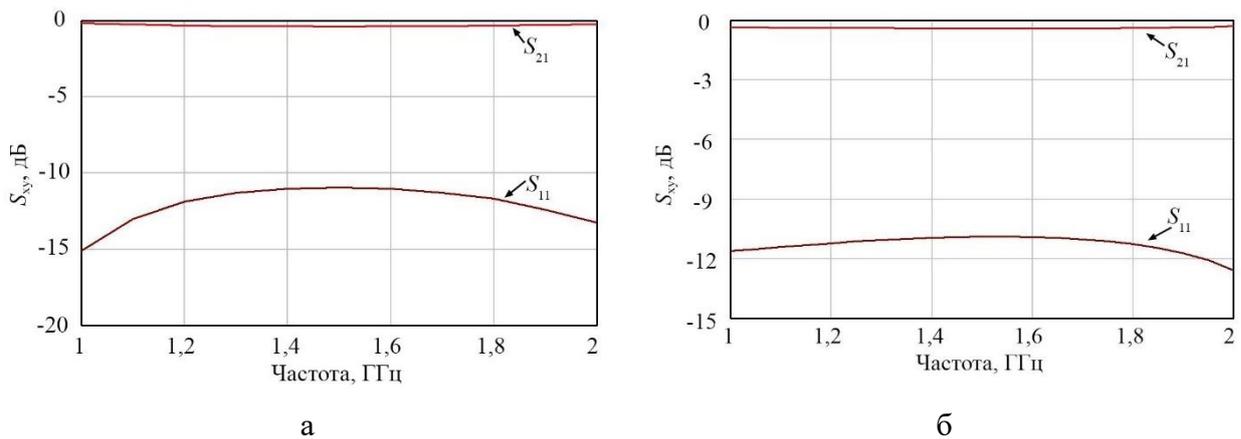


Рисунок 2.10 – Рассчитанные коэффициенты прохождения и отражения сигнала от источника дробового шума на основе туннельного СИС перехода: а) источника с прямой подачей тока (рисунок 2.8); б) вариант с подачей тока через инжектор постоянного тока (рисунок 2.9)

2.4 Модель шумового калибратора на основе сочетания источников термодинамического и дробового шумов

2.4.1 Описание модели шумового калибратора, адаптация для применения в матричном излучателе

Калибровка шумов сверхмалого уровня в непосредственной близости от исследуемого сенсора может быть осуществлена при сочетании фундаментальных свойств термодинамического шума резистивного микроизлучателя и дробового шума сверхпроводящего

туннельного перехода. Как описывалось выше, термодинамический шум резистивного микроизлучателя определяется его физической температурой, а дробовой шум СИС перехода слабо зависит от температуры и определяется пропускаемым через туннельный переход постоянным током. Использование сочетания подобных источников позволяет передавать шумовой сигнал с малыми потерями и не влиять на тепловой режим исследуемого сенсора и на режим всей установки. Было предложено реализовать подобный калибратор в рамках единой интегральной микросхемы, позволяющей осуществлять взаимную калибровку эффективной шумовой температуры чернотельного микроизлучателя и источника дробового шума. Оба источника шума последовательно и независимо нагружены на вход общего исследуемого сенсора и позволяют обеспечить калиброванный шумовой сигнал малого уровня на вход общего сенсора. Таким образом, можно провести сравнение параметров обоих источников шума и использовать их в разных частотных диапазонах, а именно определять температуру микрорезистора–микроизлучателя, сравнив его шум на ГГц частотах с дробовым шумом туннельного перехода типа СИС [15, 17], и использовать ее для вычисления термодинамического шума на ТГц частотах, что является развитием методов шумовой термометрии [32, 43].

Эквивалентная схема микросхемы с внутренней калибровкой представлена на рисунке 2.11. Два источника шума подключены последовательно в общую электрическую цепь на вход общего сенсора (усилителя или детектора) и размещены на одном чипе и согласованы в ГГц диапазоне с общей линией передачи СВЧ. Термодинамический источник шума представляет собой согласованную высокочастотную нагрузку СВЧ в виде пленке сверхпроводящего материала микронного размера, согласованный с ТГц антенной для передачи шумового сигнала в ТГц диапазоне. Физическую температуру T такого пленочного резистора можно задавать либо нагревом подложки, либо током, разогревающим пленку относительно подложки. Первый способ реализован в ЧТ источнике [13], второй требует определения локальной температуры пленки, что невозможно, ни при использовании стандартных криогенных термометров [44], ни интегральных структур типа [13]. Общим детектором может служить, например, охлаждаемый детектор или малощумящий охлаждаемый усилитель в радиометрическом режиме с мгновенной полосой 1 ГГц и шумовой температурой ~ 10 К.

Наличие сверхпроводящего состояния у обоих источников шума позволяет независимо друг от друга отключать источник из цепи уменьшая постоянный ток ниже критического, тем самым исключить вклад этого источника; уменьшить потери сигнала от работающего источника; управлять независимо уровнем шума током смещения в широком диапазоне частот (до ~ 100 кГц); использовать критические температуры материалов как референсные точки. Рабочая температура всего устройства, в том числе диэлектрической подложки, на которой размещены оба источника лежит ниже критических температур материалов туннельного СИС

перехода, СВЧ нагрузки и других элементов структуры. Оба источника независимо друг от друга могут переводиться в резистивное (нормальное) состояние, которое и является рабочим состоянием для каждого источника.

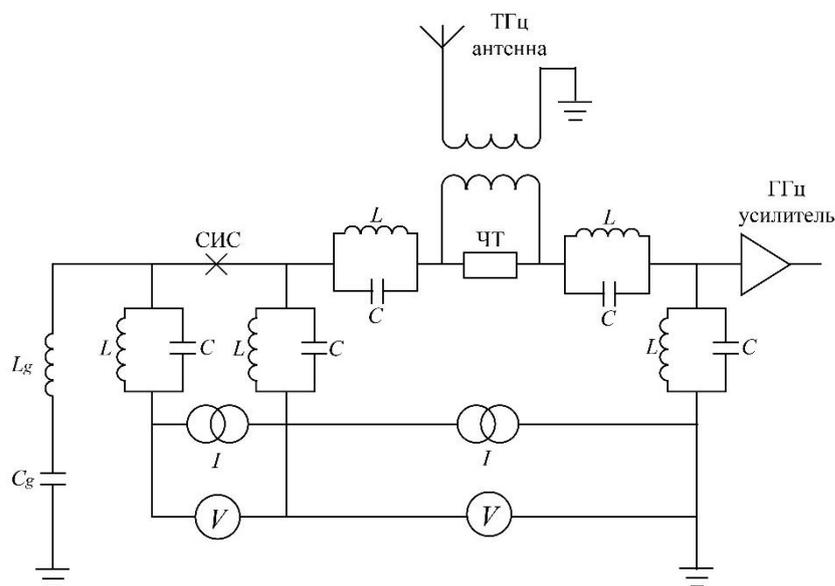


Рисунок 2.11 – Эквивалентная схема устройства-калибратора, объединяющего чернотельный микроизлучатель и источник дробового шума СИС переход, подключенных на выход общего усилителя

Общая линия передачи СВЧ в одной стороны заземлена через полосно-пропускающий LC-фильтр, с другой – подключен к низкочастотному выходу устройства. Подключение источников к измерительным цепям обеспечивается с помощью полосно-заграждающих LC-фильтров.

В соответствии с описанной схемой была разработана концептуальная топология микросхемы, объединяющей источники термодинамического и дробового шума, представленная на рисунок 2.12. Согласованная СВЧ нагрузка выполнена в виде микромостика из пленки гафния с критической температурой около 400 мК, сверхпроводящий туннельный СИС переход представляет собой трехслойную структуру $Al/AlO_x/Al$ с критической температурой алюминия около 1,2 К. Оба источника включены в общую копланарную линию из ниобия ($T_{cNb} = 9$ К) и согласованы через копланарный волновод в диапазоне частот 1–2 ГГц с исследуемым усилителем, СВЧ нагрузка является фидером терагерцовой двухщелевой антенны [1, 45, 46], позволяющей также использовать его для калибровки шумов в диапазоне частот 550–750 ГГц. Полосно-заграждающие фильтры представляют собой LC-фильтры и препятствуют утечке сигнала в диапазоне частот 550–750 ГГц и прозрачны для диапазона 1–2 ГГц. Предложенный

калибратор предназначен для использования в диапазонах частот 1–2 ГГц и 550–750 ГГц для продолжения проектов [1, 45].

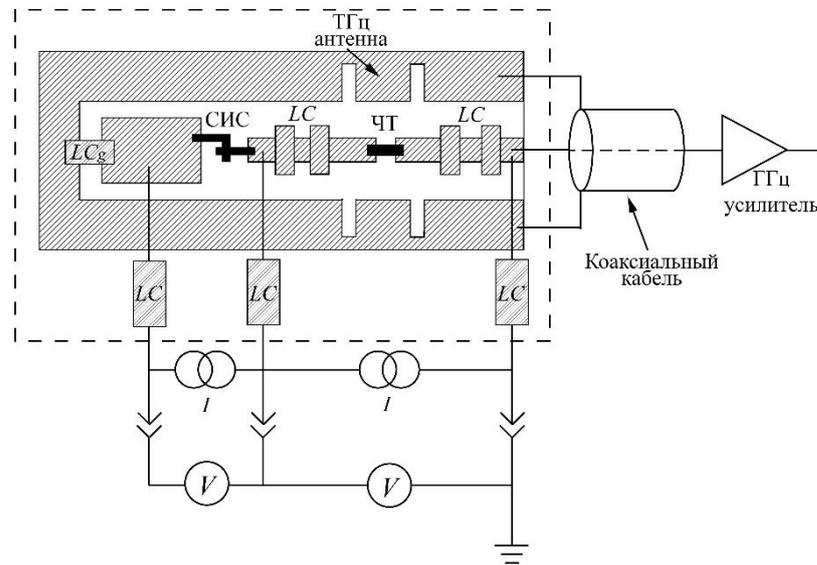


Рисунок 2.12 – Упрощенный эскиз устройства-калибратора на основе микросхемы, включающей в себя чернотельный сверхпроводящий микроизлучатель и источника дробового шума на СИС перехода

Практическая топология микросхемы с рисунок 2.11 и рисунок 2.12, объединяющей термодинамический микроизлучатель и источник дробового шума на основе сверхпроводящего туннельного перехода, была разработана в среде Cadence AWR Design Environment. Чип разработан для использования в матричном излучателе с использованием иммерсионной оптики (рисунок 2.13). Расположение чипа 2 на плоской поверхности предусматривает нахождение антенны с микроизлучателем 1 в фокусе эллиптической иммерсионной линзы 3, расположенной на расстоянии ~ 10 мм в ближней зоне аналогичной линзовой антенны 5 с тестируемым детектором 4 [45], для обеспечения плоского фронта излучения. Такая система линзовых антенн (ЛА) с типичным коэффициентом направленности > 20 дБ не требует промежуточной оптики и обеспечивает высокую помехозащищенность: ослабление внеосевых пучков составит > 16 дБ. Потери сигнала определяются дифракционным рассеянием на апертуре ЛА и не превышают 1 дБ ($\sim 20\%$). Термодинамический фон криостата 0,3 К характеризуется границей Планковского спектра в районе 10 ГГц, что позволяет пренебречь фотонной нагрузкой ТГц детектора.

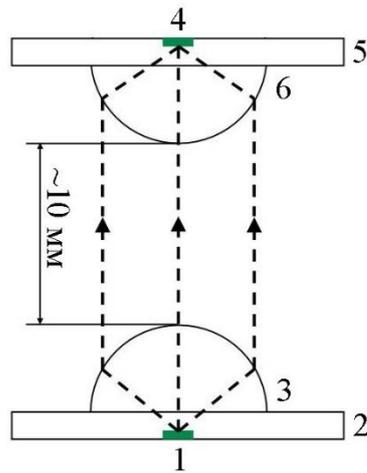


Рисунок 2.13 – Передача излучения между излучателем и приемников с применением иммерсионной оптики

Практическая топологии микросхемы (рисунок 2.14) разработан для применения в матричном блоке из 7 линз (рисунок 2.15), результаты электродинамического моделирования представлены на рисунок 2.16.

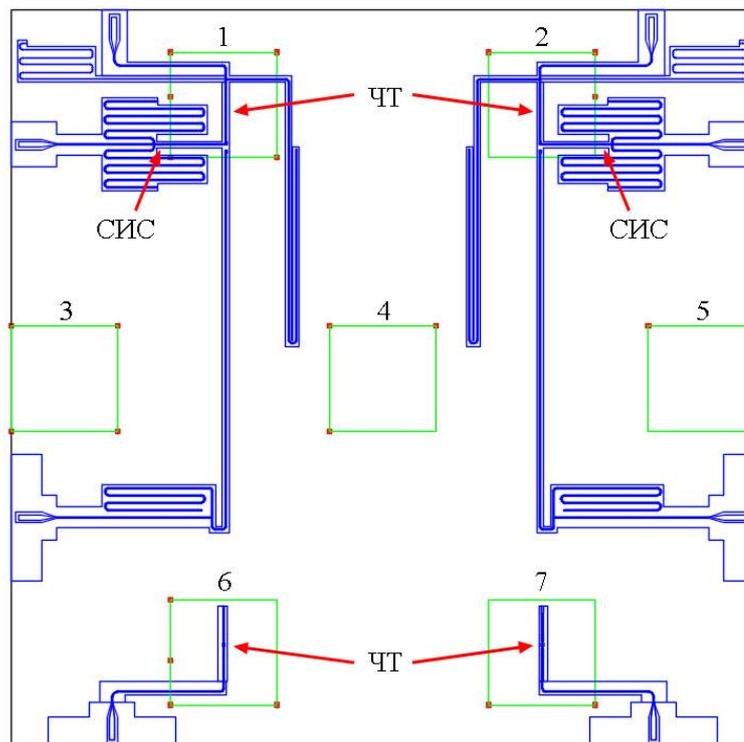


Рисунок 2.14 – Практическая топология интегрального устройства, объединяющего термодинамический микроизлучатель (ЧТ) и источник дробового шума (СИС) для применения в матрице из 7 пикселей с гексагональным расположением; задействованы пиксели № 1, 2, 6 и 7



Рисунок 2.15 – Фотография матричного блока с 7 линзами

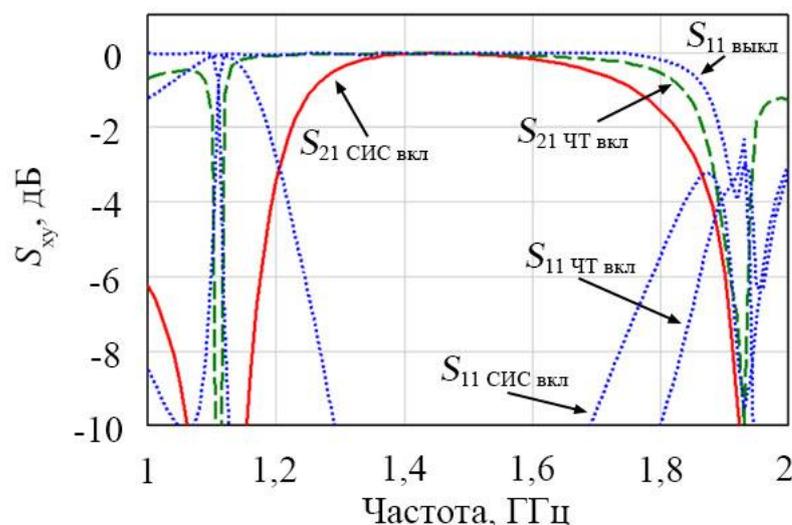


Рисунок 2.16 – Результаты электродинамического моделирования устройства-калибратора, объединяющего сверхпроводящий СИС переход и сверхпроводящий микромостик, нагруженные на вход общего сенсора: $S_{21 \text{ СИС on}}$, $S_{11 \text{ СИС on}}$ – коэффициенты прохождения и отражения сигнала со включенного СИС перехода; $S_{21 \text{ ЧТ on}}$, $S_{11 \text{ ЧТ on}}$ – коэффициенты прохождения и отражения сигнала со включенного микромостика; $S_{11 \text{ off}}$ – коэффициент отражения сигнала при обоих выключенным источниках

Полученные результаты моделирования показывают, что для практического устройства возможно оптимальное согласование с датчиком (малошумящим охлаждаемым усилителем) для обоих источников шума, и для термодинамического излучателя в виде тонкопленочного микрорезистора, и для источника дробового шума в виде СИС перехода с нормальным сопротивлением $R_n = 50 \text{ Ом}$. Диапазон шумовых температур предложенного калибратора 0.4–9 К оптимален для исследования ТГц детекторов, работающих в условиях космического фона $T_{bg} \approx 2,7 \text{ К}$.

Данное устройство позволяет генерировать термодинамический шум сверхмалого уровня в широком диапазоне частот, при этом независимое согласование с планарной антенной в

области ТГц частот позволяет излучать такой шумовой сигнал в полосе антенны. При этом физическая температура такого ТГц излучателя определяется в области ГГц частот путем сравнения интегральной мощности (или спектральной плотности) с мощностью источника дробового шума в области частот, где оба источника согласованы одинаково, используя малошумящий усилитель ГГц диапазона.

2.4.2 Сравнение мощностей шума микроизлучателя и СИС перехода

Мощность шума чернотельного термодинамического источника (1.7) является частным случаем формулы Планка в пределах $hf \ll k_B T$. Полная мощность шума P_f рассчитывается по формуле (2.8).

Описанный выше чернотельный микроизлучатель–резистор может быть использован в диапазоне «комнатных» температур 300 и 400 К в полосе 200 ГГц при центральной частоте 650 ГГц. Сравнение мощностей с учетом (2.8) и без учета (1.7) квантовых поправок в формуле Планка приводит к следующему: полная мощность шума при температуре 300 К составит $P_1 = 0,393$ нВт, при температуре 400 К составит $P_2 = 0,531$ нВт. Значения мощностей по упрощенной формуле Планка (1.7) составит $P_1 = 0,414$ нВт и $P_2 = 0,552$ нВт для температуры 300 и 400 К соответственно.

Минимальная шумовая температура микроизлучателя определяется критической температурой материала, из которого он изготовлен, для случая с гафниевым микромостиком $T_{c\text{Hf}} = 0,4$ К (рисунок 2.17а), что соответствует электрической мощности 200 нВт при токе смещения 60 мкА. Минимальная эквивалентная шумовая температура источника дробового шума на основе алюминиевого СИС перехода определяется его напряжением щели по формуле (2.18) и при напряжении щели $\sim 0,35$ мВ составит 2 К (рисунок 2.17б), электрическая мощность при данной шумовой температуре составит 2 нВт. Максимальное значение физической температуры ЧТ определяется критической температурой электродов, передающих линий и других элементов структуры. В предлагаемой микросхеме из ниобия $T_{c\text{Nb}} \sim 9$ К, максимальная электрическая мощность микроизлучателя составит 3 мкВт при токе смещения 140 мкА и теплопроводности $G = 10^{-7}$ Вт/м·К [45]. Значение максимальной эквивалентной шумовой температуры источника дробового шума (СИС перехода) достигается при напряжении 1,55 мВ и соответствует максимальной электрической (тепловой) мощности 40 нВт.

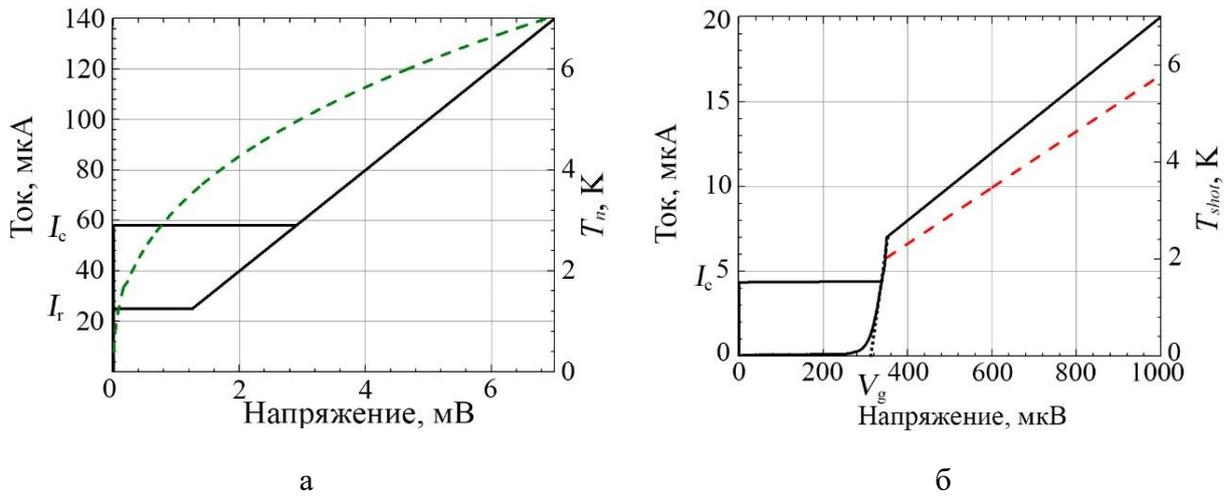


Рисунок 2.17 – Вольтамперные характеристики составных элементов шумового калибратора, связывающие напряжение и шумовые температуры: а) для микроизлучателя с пленкой гафния; б) для туннельного СИС перехода на основе алюминия

Оценим влияние шумовых токов ЧТ на СИС переход. Мощность шума при $T_n = 9$ К в полосе 50 ГГц – 6 пВт, что соответствует среднеквадратичному току шумового сигнала – 0,35 мкА. Это значение, по крайней мере, на один порядок меньше критического тока СИС перехода, и такое воздействие не должно разрушать сверхпроводящее состояние генератора дробового шума, находящегося в выключенном (сверхпроводящем состоянии).

Помимо прямого сравнения шумов можно использовать метод теплового гистерезиса ВАХ микромостика [47] (рисунок 2.17а). Превышение критического тока I_c приводит к скачку напряжения, и микромостик становится резистором с сопротивлением R_n , разогретым до температуры T , которая заведомо превышает температуру подложки T_0 . Обратный переход в сверхпроводящее состояние реализуется при токе возврата $I_r < I_c$, при этом T снижается до критического значения T_c , а разогрев – до $P_r = I_r^2 R_n$. При $T < 1$ К необходимо учитывать эффект электронного газа [48] и в качестве флуктуационной температуры использовать электронную температуру T_e , которую можно найти, решив уравнение постоянного потока тепла через электрон-фононный и фонон-фононный интерфейсы:

$$P_{e-ph}(T) = \Sigma V (T_e^n - T_k^n) = \frac{\Sigma}{A} (T_k^4 - T_0^4), \quad (2.20)$$

где T_k – температура решетки;

Σ – константа электрон-фононного взаимодействия материала;

V – объем мостика;

$n = 5-6$,

A – константа Капицы [49];

S – площадь теплового контакта пленки с подложкой.

Правая часть уравнения (2.20) отражает разогрев фононной системы пленки относительно фононной системы подложки; при температурах выше 1 К $T_k - T_0 \gg T_e - T_k$. Степень n можно уточнить, измеряя тепловую мощность в самой нижней точке резистивной ветви ВАХ, где $P_{e-ph}(T) = I_r(T_0)^2 R_n$. В этой точке рассчитанный шум микромостика должен соответствовать дробовому шуму $T_e \approx T_{shot}$. Спектр шума мостика с электронным газом можно считать термодинамическим до частот, ограниченных эффективностью Андреевских зеркал [50] на границе мостик–сверхпроводящие электроды из ниобия, то есть до ~ 750 ГГц. Разработанный ЧТ источник функционирует одновременно в двух разных частотных диапазонах 1–2 ГГц и 550–750 ГГц и предназначен для продолжения проектов [1, 45].

2.4.3 Локальный разогрев микроизлучателя

Для теоретической оценки разогрева микроизлучателя и влияния его разогрева на диэлектрическую подложку и СИС переход было принято упрощение, что тепло от микроизлучателя равномерно по полусферическому пространству с площадью поверхности:

$$S(r) = 2\pi r^2. \quad (2.21)$$

Теплопоток, проходящий через поверхность радиуса r , постоянен и связан с градиентом температур по соотношению:

$$P = GS(r) \frac{dT}{dr}. \quad (2.22)$$

Интеграл инкрементальных температур на поверхности полусфер от R_0 до произвольного радиуса (произвольного расстояния) R_i (рисунок 2.18):

$$\Delta T(r) = \int_{R_0}^{R_i} \frac{\partial T(r)}{\partial r} dr = \frac{P}{2\pi G} \int_{R_0}^{R_i} \frac{dr}{r^2}. \quad (2.23)$$

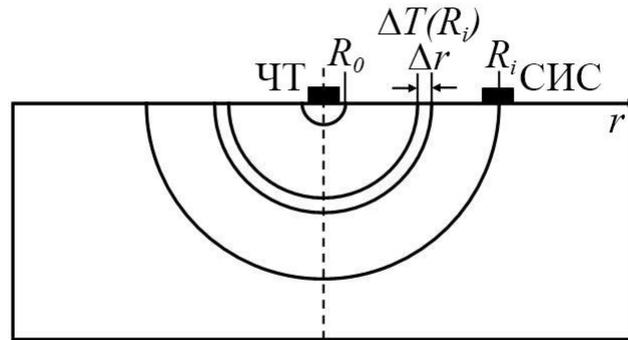


Рисунок 2.18 – Распространение тепловой мощности микроизлучателя

Принимая теплопроводность сапфировой подложки при температуре 100 мК $G = 10^2$ Вт/м·К [51], при температуре разогрева микроизлучателя 9 К, мощность разогрева составит $P = 3$ мкВт. Расстояние между микроизлучателем и СИС переходом $R_i = 2$ мм. Разогрев сапфировой подложки в области микроизлучателя составит 2 К. Разогрев области СИС перехода относительно сапфировой подложки на расстоянии $R_i = 2$ мм $\Delta T \leq 10$ мК (рисунок 2.19), что позволяет пренебречь нагревом СИС перехода.

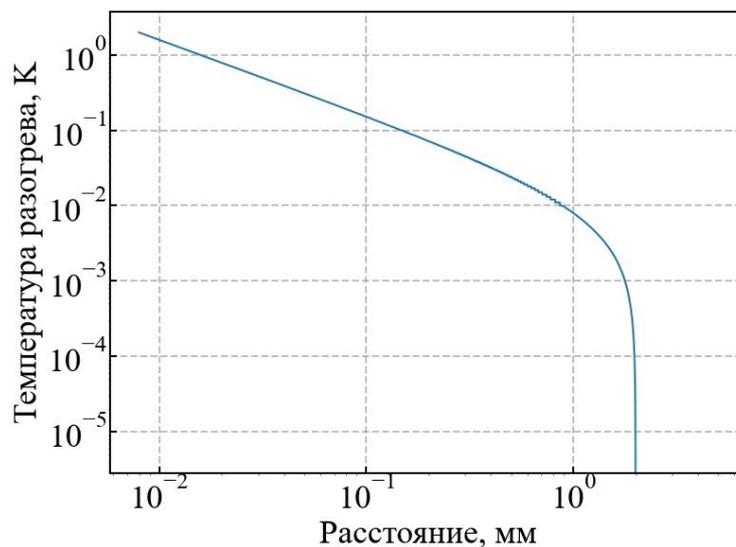


Рисунок 2.19 – Зависимость температуры разогрева микроизлучателя от расстояния до СИС перехода

Проведенные оценки показывают, что разработанный генератор шума не перегрузит криостат растворения и, в принципе, может быть интегрирован в составе микросхемы с практическим болометром и/или усилителем. Эксперимент по модуляции в проекте [45] позволил оценить время температурной релаксации микроэлемента из гафния < 10 мкс, что определяется временем электрон-фононной релаксации. Использование электронного газа в

качестве термодинамической среды [52] открывает качественно новые возможности в прецизионных измерениях сверхмалозумящих устройств.

Глава 3. Методики изготовления и предварительное тестирование сверхпроводящих источников шума

3.1 Общие требования к материалам и условиям изготовления экспериментальных образцов

Процесс изготовления экспериментальных образцов проводился в условиях чистых технологических зон класса ISO-7 с использованием методов тонкопленочной планарной технологии, включающих несколько основных этапов: подготовка поверхности диэлектрических подложек, осаждение тонких пленок металлов и диэлектриков, литографическая обработка и травление тонких пленок [53]. Осаждение тонких пленок металлов и диэлектриков на подложки осуществлялось с применением установок магнетронного и электронно-лучевого осаждения Plassys MEBTM 550S на диэлектрические подложки. Литографическая обработка полученных пленках включала создание полимерных масок и проводилась с применением безмаскового лазерного литографа Heidelberg Instruments μ PG 501, использующего ультрафиолетовый лазер с длиной волны 390 нм. В соответствии с маской, разработанной в графической среде AutoCAD, на подложке поверх существующей пленки материала создавалась физическая полимерная маска, а затем применялось реактивное ионное травление на установке Sentech Instruments SI 591 Compact (процесс прямой литографии) или процесс обратной «взрывной» литографии (от англ. lift-off). В зависимости от задачи и осаждаемых материалов использовался тот или иной способ литографии.

Первым и одним из важных этапов формирования планарных структур является проведение предварительной очистки поверхности диэлектрической подложки перед процессом осаждения тонких пленок материалов, тем самым обеспечивая надлежащее качество изготавливаемых структур. Очистка подложек представляет собой химическую очистку в специальных жидкостях для устранения загрязнений любого размера и органических веществ с поверхности.

Экспериментальные образцы изготавливались на диэлектрических подложках, полученных из дисков диаметром около 100 мм, распиленных дисковой алмазной пилой на куски небольшого размера, обычно 15×15 мм, что связано с небольшим диаметром используемого магнетрона. Для этого поверхность подложки предварительно покрывалась слоем фоторезиста, что уменьшает загрязнение пластины в процессе распила. После этого первым шагом в очистке распиленной подложки является ее очистка в ультразвуковой ванне в деионизированной воде, призванной удалить всю крупную грязь и мелкие частички материала подложки, попадающих на

поверхность в процессе распила. Удаление фоторезиста производилось в ультразвуковой ванне в ацетоне с последующей промывкой от следов ацетона в изопропиловом спирте в течение 10–15 минут. Каждая жидкость разогревалась до температуры 35–40 °С. Данный этап завершался процессом очистки поверхности от возможных остатков фоторезиста и других загрязнений в ультразвуковой ванне в N-метилпероллидоне (NMP) и в изопропиловом спирте также в течение 10–15 минут при температуре ванны 35–40 °С. Контроль качества поверхности проводился под оптическим микроскопом фирмы Leica.

Следующим этапом очистки поверхности является очистка от органических веществ, которые могут присутствовать на поверхности подложки. Использовался раствор Piranha – $H_2SO_4:H_2O_2$, разведенный в пропорциях 3:1. Подложка погружалась в кварцевый стакан с предварительно разогретым до температуры 110 °С раствором Piranha на 10 минут. Далее подложка промывалась в деионизированной воде и затем изопропиловом спирте, как описано выше. Проверка поверхности под микроскопом, как правило, показывала, что после данного этапа отмывки подложка становилась в достаточной степени чистой и готовой к последующим этапам напыления материалов или литографии.

3.2 Изготовление термодинамического источника на основе тонкой резистивной пленки поглотителя на диэлектрической подложке

Поглотитель термодинамического источника представляет собой диэлектрическую подложку с осажденной резистивной пленкой. В качестве диэлектрической подложки выступает сапфировая подложка толщиной 500 мкм и диаметром 15 мм [35]. Сапфировая подложка предварительно очищается от загрязнений и органических веществ, как описано выше. Осаждение пленки поглотителя производилось методом магнетронного распыления, который заключается в бомбардировке мишени из распыляемого материала ионами инертного газа, типично аргона, образующего между мишенью и подложкой в камере плазму из ионов и электронов под действием напряжения постоянного тока и магнитного поля в целевой области. Под действием этого поля происходит бомбардировка материала мишени энергичными ионами аргона и электроны, высвобождающимися при ионизации аргона и закрученными по спирали вдоль линий магнитного потока вблизи мишени. В результате такой бомбардировки атомы мишени выходят в свободное пространство и осаждаются на подложке. Полученная резистивная пленка стали 12X18H10T толщиной ~5 нм, осажденная на сапфировую подложку методом магнетронного распыления и обладающая поверхностным сопротивлением 1000 Ом/□, оказывается полупрозрачной.

3.3 Методика изготовления образцов сверхпроводящего туннельного перехода на основе трехслойной структуры Al/AlO_x/Al с разрывом вакуумного цикла

3.3.1 Формирование структуры сверхпроводящего туннельного перехода Al/AlO_x/Al

Изготовление туннельных переходов на основе алюминия проводится методом оптической литографии с использованием процесса обратной «взрывной» литографии (lift-off), поскольку размеры туннельных переходов составляли 3×3 и 4×4 мкм² и формировались на безмасковом лазерном литографе Heidelberg Instruments μPG 501. В отличие от распространенного метода теневого напыления [54, 55, 56], где вся структура сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник формируется в едином вакуумном цикле напыления, присутствует разрыв вакуумного цикла напыления между слоями двух электродов, маска для каждого готовится отдельно. Поверх полимерной маски осаждалась тонкая пленка алюминия на установке электронно-лучевого осаждения Plassys MEBTM 550S. Процесс включал разрыв вакуумного цикла после осаждения первого слоя алюминия, что необходимо для формирования нижнего электрода структуры, а также для формирования взрывной маски верхнего электрода. Вследствие этого перед формированием туннельного оксида требовалась очистка поверхности нижнего электрода. Для удаления естественного (насыщенного) слоя оксида алюминия, возникающего в атмосфере комнаты при разрыве вакуума, применялась аргоновая пушка. После чистки пушкой первый слой алюминия подвергался дозированному окислению, а затем осаждался второй слой алюминия (рисунок 3.1) [57]. Скорость напыления алюминия 0,5 нм/с. Давление вакуума в камере непосредственно перед напылением алюминия 10⁻⁸ мбар.

Процесс обратной «взрывной» литографии отличается от процесса прямой литографии тем, что сначала формируется полимерная фоторезистивная маска, а затем осаждается материал, то есть отсутствует этап травления. В качестве диэлектрической подложки для тестовых СИС переходов используется оксидированный кремний размером 15×15 мм толщиной 500±25 мкм (слой SiO₂ толщиной 0,1 мкм), очищенной в соответствии с описанным выше процессом подготовки поверхности. Слой оксида кремния SiO₂ необходим для исключения токов проводимости подложки при измерении электрофизических параметров СИС переходов. Для формирования фоторезистивной маски использовался реверсивный фоторезист AZ 5214E в негативной моде, который наносился центрифугированием на диэлектрическую подложку на установке центрифугирования SPIN-1200D MIDAS SYSTEM Co. Ltd, затем сушился и задубливался при температуре 110 °С на термическом столе SAWATEC HP-150. Толщина слоя резиста AZ 5214E составляла ~1,4–1,5 мкм.

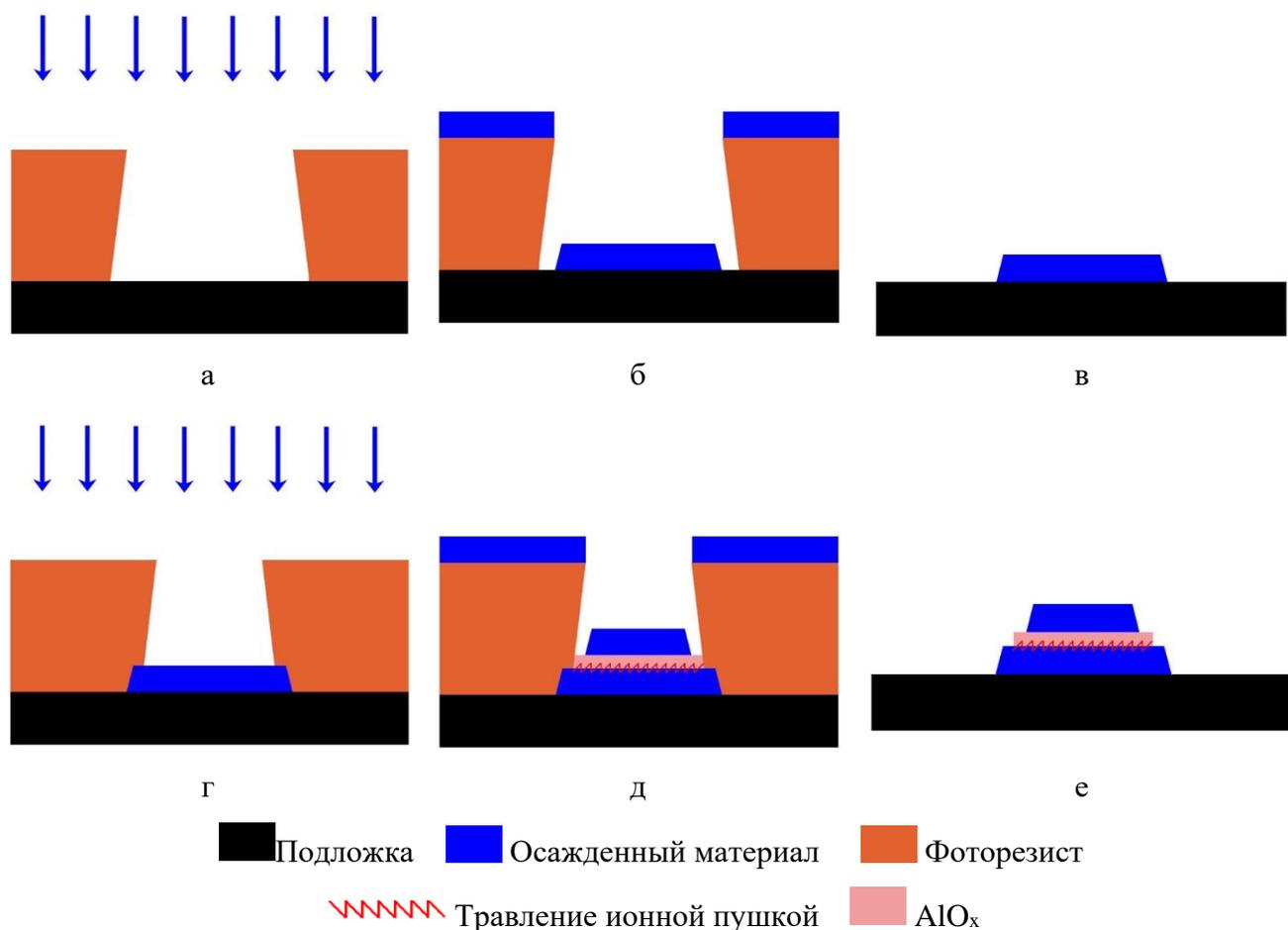


Рисунок 3.1 – Этапы процесса изготовления СИС переходов на основе трехслойной структуры Al/AIO_x/Al: а) формирование полимерной маски нижнего электрода на диэлектрической подложке; б) осаждение поверх маски материала; в) сформированный нижний электрод; г) формирование полимерной маски верхнего электрода на нижнем; д) травление аргоном естественного слоя оксида алюминия, окисление и осаждение материала верхнего электрода; е) готовая трехслойная структура Al/AIO_x/Al

После проведения экспонирования на лазерном литографе фоторезист дополнительно подвергается сушке на термическом столе при температуре 120 °С и еще раз экспонировался по всему полю структуры ультрафиолетовым светом. Повторная экспозиция приводит к обращению растворимости полимера, и маска из позитивной превращается в негативную, то есть засвеченные части фоторезиста химически изменяют свою растворимость под воздействием ультрафиолетового излучения и удаляются в специальном проявителе AZ 726 MIF. В результате формировалась полимерная маска, имеющая небольшое нависание по краю (рисунок 3.1а), что гарантирует разрыв напыляемой пленки по краю маски (рисунок 3.1б) и, как следствие, эффективное удаление ненужных частей пленки по методу взрывной литографии (рисунок 3.1в).

Если использовать маску фоторезиста без выступа, то в процессе растворения полимера удаляемая часть пленки, лежащая поверх полимера, отрывается, образуя рваные края, которые на профиле выглядят как вертикальные столбики (рисунок 3.2). Такая структура края пленки может привести к межэлектродным короткам. Реверсивный резист AZ 5214E в негативной моде обладает необходимым для данного процесса профилем с выступом ~500 нм (рисунок 3.3).

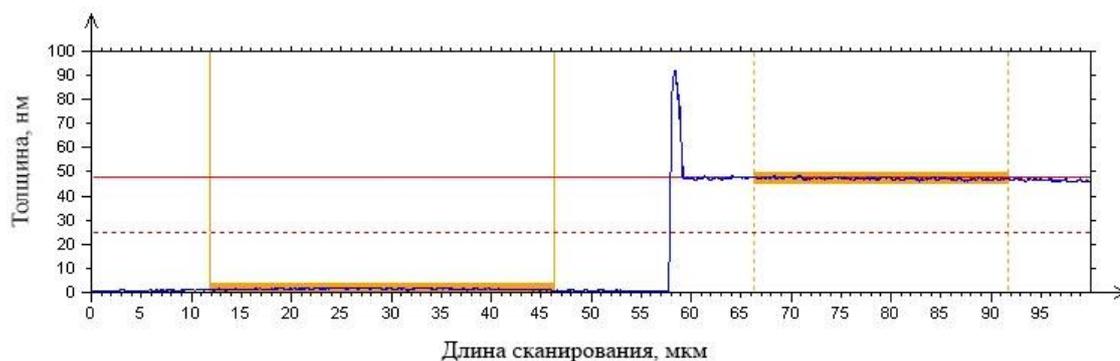


Рисунок 3.2 – Профиль пленки осажденного алюминия толщиной 46,1 нм со столбиками материала на краях в результате взрывной литографии фоторезиста без выступа

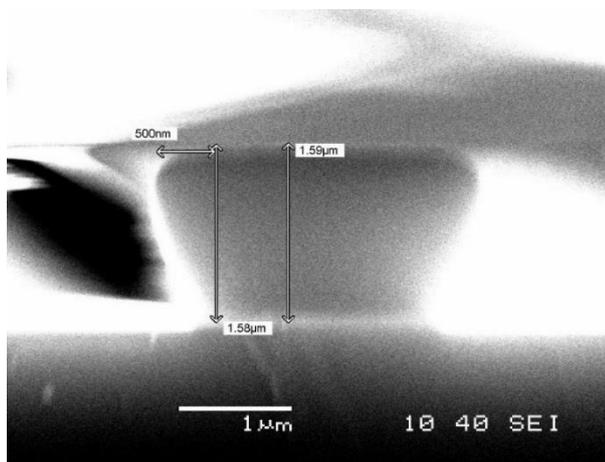


Рисунок 3.3 – Профиль маски из реверсивного резиста AZ 5214E

После проявления маски устранялись проявленные, но не вымытые остатки фоторезиста. Данный этап осуществляется на установке реактивного ионного травления Sentech Instruments SI 591 Contrast в плазме высокочастотного разряда, в атмосфере кислорода O_2 , в течение 20–30 сек. Эксперименты показали, что остатки фоторезиста увеличивают вероятность неправильного удаления пленки вместе с резистивной маской при обратной «взрывной» литографии.

На сформированную фоторезистивную маску из AZ 5214E на установке электронно-лучевого осаждения Plassys MEB™ 550S осаждался материал нижнего электрода – пленка

алюминия (рисунок 3.1б) толщиной 35 нм. Электронно-лучевое осаждение основано на эмиссии свободных электронов с поверхности катода и формировании пучка этих электронов, выводимого в камеру с тиглем с испаряемым материалом. Пучок нагревает тигль и испаряет материал. В образовавшемся потоке «пара» располагается диэлектрическая подложка, на которую происходит конденсация материала. После осаждения первого слоя алюминия проводится разрыв вакуумного цикла на установке осаждения и последующий «взрыв» маски в растворе NMP при температуре 90 °С в течение часа (рисунок 3.1в). Температурная зависимость сопротивления пленки R алюминия нижнего электрода представлена на рисунок 3.4.

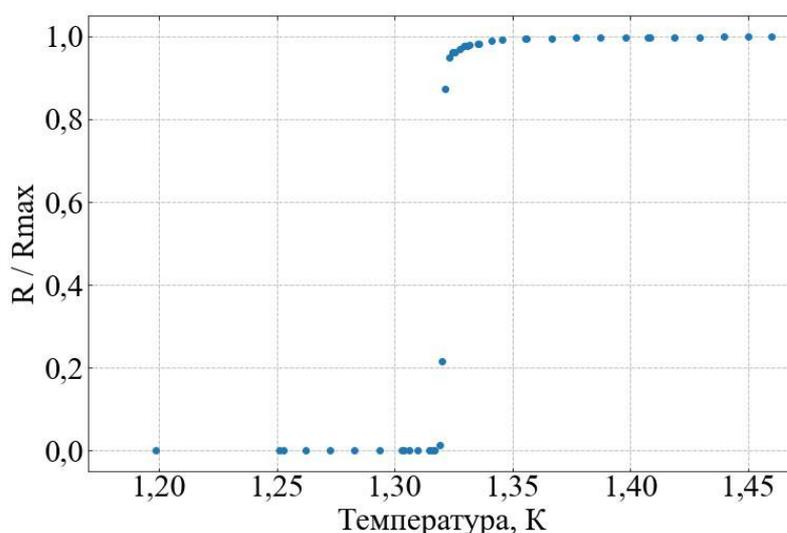


Рисунок 3.4 – Зависимость сопротивления пленки алюминия толщиной 35 нм от температуры (R_{max} – максимальное сопротивление пленки)

Аналогично предыдущему, на следующем этапе формируется маска верхнего электрода (рисунок 3.1г). Совмещение структуры первого слоя со вторым на лазерном литографе производится с точностью совмещения 0,5 мкм. Затем подложка помещается в камеру Plassys MEB™ 550S, где перед осаждением слоя изолятора проводится в следующем режиме очистка поверхности нижнего электрода из алюминия от естественного оксида, образовавшегося в результате разрыва вакуумного цикла и последующей обработкой алюминия на воздухе. Очистка ионным лучом в среде аргона (рисунок 3.1д) производится в следующем режиме: поток Ar – 6 ссст, напряжение пучка – 500 В, ток ионов – 15 мА и ускоряющее напряжение – 90 В, давление в вакуумной камере – 5×10^{-4} мбар, время очистки 3 мин. Очищенный слой алюминия подвергается статическому окислению в течение 10 минут в среде кислорода при давлении 0,2–0,3 мбар, поток O_2 10 ссст. Данный режим был подобран для получения нормального

сопротивления переходов $\sim 30\text{--}60$ Ом, т. е. согласования с элементами цепей 50 Ом. Поверх слоя изолятора – оксида алюминия – осаждался слой верхнего электрода алюминия, толщиной 60 нм. После этого методом lift-off формировался верхний электрод, что аналогично обработке первого слоя. В результате образуется готовая трехслойная структура СИС перехода на основе алюминия $\text{Al}/\text{AlO}_x/\text{Al}$, представлена на рисунок 3.5.

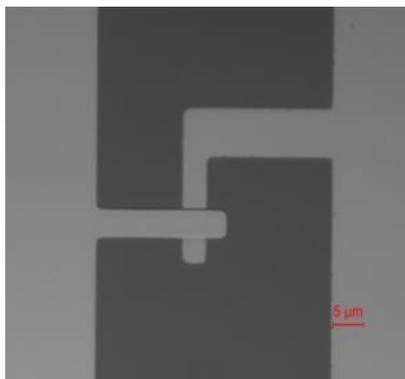


Рисунок 3.5 – Микрофотография туннельного СИС перехода из алюминия

На качество туннельного барьера также влияет гладкость пленки алюминия, поскольку при превышении шероховатости пленки нижнего электрода возможны проколы в туннельном барьере. Согласно данным, полученным со стилусного профилометра KLA-Tencor P-7, средняя шероховатость осажденной пленки алюминия меньше нанометра (среднеквадратичное отклонение профиля шероховатости 0,13 нм) (рисунок 3.6), что примерно на порядок меньше ожидаемой толщины барьерного оксида.

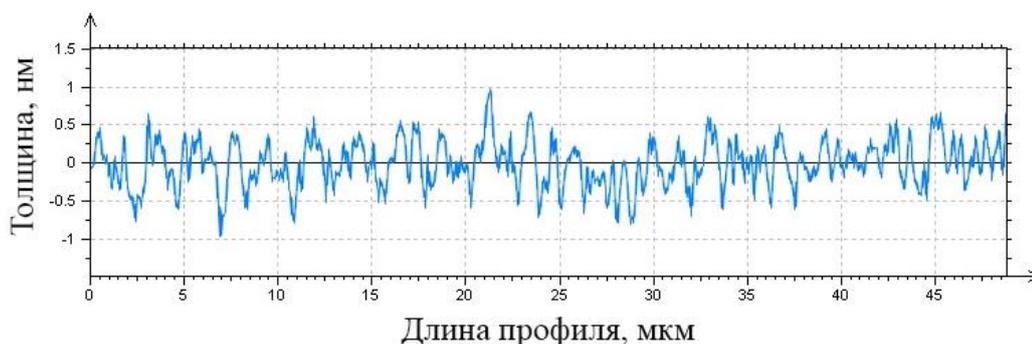


Рисунок 3.6 – Профиль шероховатости пленки алюминия, осажденного на установке электронно-лучевого осаждения Plassys MEB™ 550S

Неоднородность толщины пленки алюминия по подложке, осажденной на установке электронно-лучевого осаждения Plassys MEB™ 550S, также оценивается с применением профилометра KLA-Tencor P-7, составляет около 10–15 % (рисунок 3.7).

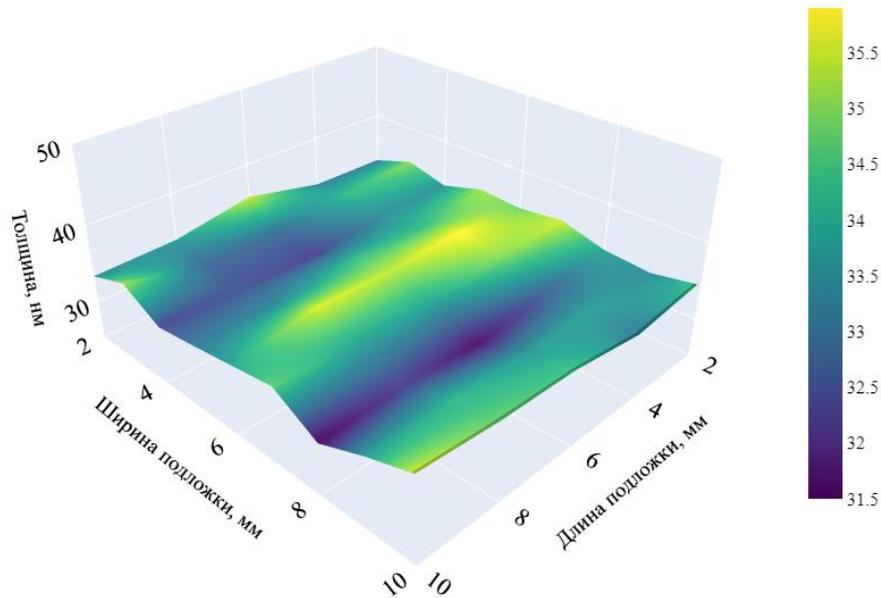


Рисунок 3.7 – Распределение толщин пленки алюминия, полученной методом электронно-лучевого осаждения

Подложки с готовыми структурами покрывались защитным слоем резиста и распиливались на отдельные чипы, предназначенными для дальнейших измерений. После распила защитный фоторезист с поверхности чипов в ультразвуковой ванне в растворах деионизированной воды, ацетона, изопропилового спирта, с последующей очисткой в растворе NMP при температуре 120 °С и изопропилового спирта.

3.3.2 Электрофизические параметры тестовых СИС переходов

Одной из характеристик туннельных СИС переходов, контролирующих качество и пригодность переходов к дальнейшему использованию, является сопротивление переходов в нормальном состоянии, которое должно быть близко к 50 Ом для обеспечения согласования со всеми элементами цепи. Влияние на нормальное сопротивление туннельных СИС переходов оказывает толщина слоя оксида, которая зависит от давления окисления алюминия. Отработка технологии изготовления СИС переходов позволила определить оптимальное давление окисления 0,2–0,3 мбар, позволяющее получить воспроизводимое значение нормального сопротивления переходов 25–40 Ом и критический ток – 8–24 мкА. Типичная измерения вольтамперная характеристика тестового СИС переходов из алюминия площадью 16 мкм² представлена на рисунок 3.8.

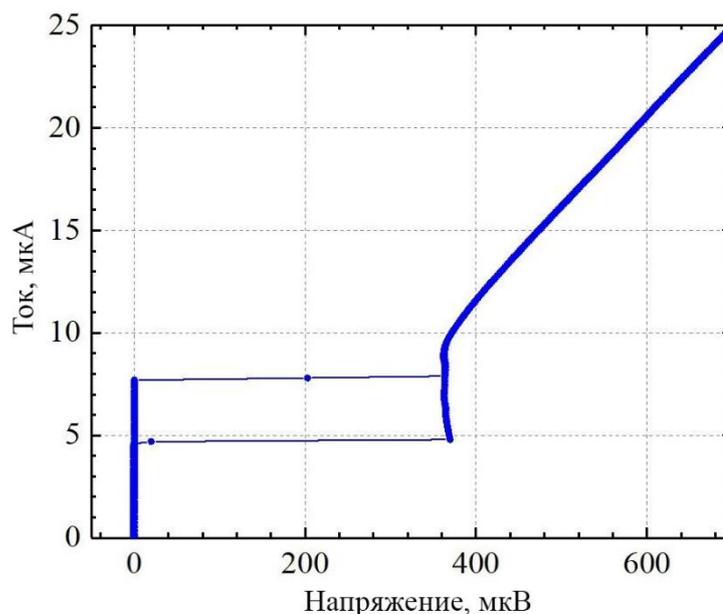


Рисунок 3.8 – Типичная вольтамперная характеристика тестового СИС перехода

По результатам проведенных тестовых измерений были рассчитаны теоретическое значение рабочей частоты джозефсоновских переходов, зависящая от собственной емкости перехода в соответствии с условием (2.11). Собственная емкость планарного туннельного перехода площадью S и толщиной изолирующего барьера d определяется следующей формулой:

$$C = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{d}, \quad (3.1)$$

где ε – константа диэлектрической проницаемости материала барьера (изолятора), $\varepsilon_0 \approx 8.85 \times 10^{-12}$ Ф/м – диэлектрическая постоянная вакуума [28, 58].

Для источника дробового шума был выбран чип с набором туннельных СИС переходов, параметры которого представлены в таблице 3.1.

Таблица 3.1. Параметры СИС переходов на чипе #1516

№	V_g , мкВ	I_c , мкА	S , мкм ²	j_c , А/см ²	R_n , Ом	C , Ф
1	334,956	11,82	9	130,228	22,45	$3,98^{-13}$
2	340,882	12,26	9	136,187	21,84	$3,98^{-13}$
3	338,675	12,5	9	138,886	21,28	$3,98^{-13}$
4	340,624	12,37	9	137,476	21,62	$3,98^{-13}$

Собственная емкость C изготовленных тестовых СИС переходов площадью $S = 9 \text{ мкм}^2$ и изолятора толщиной $d \approx 2 \text{ нм}$ и $\varepsilon \sim 10$ (как для Al_2O_3 , используемого в большинстве туннельных переходов на основе ниобия) в соответствии с формулой (2.21) составила 0,4 пФ (таблица 3.1). Рабочая частота тестовых СИС переходов из (2.11) $f_{\text{СИС}} = \frac{1}{2\pi R_n C_{\text{СИС}}}$ составила 17,8 ГГц.

3.4 Изготовление сверхпроводящего источника термодинамического излучения на основе микромостика из пленки ниобия

Изготовление чипов для источника термодинамического шума на основе пленок ниобия проводилось на основе дизайна, разработанного в работе [1] для RF TES детектора с микромостиком из гафния. Сочетались два метода литографии: прямой и обратной «взрывной», сочетание которых обусловлено тем, что в качестве микромостика используется тот же материал, что и для основной структуры передающих линий, а именно ниобий [59, 60]. Микромостик из ниобия меньшей толщины с меньшим значением температуры сверхпроводящего перехода, чем основная структура, формируется методом прямой литографии с реактивным ионным травлением ниобиевой пленки. Структура передающих линий, резонатора с антенной и фильтрами формируется поверх микромостика методом обратной литографии, аналогичным формированию структуры алюминиевых СИС переходов. Осаждение пленок ниобия проводится методом магнетронного распыления.

3.4.1 Формирование структуры микромостика из тонкой пленки ниобия

Процесс изготовления планарной структуры прямой литографией состоит из следующих этапов (рисунок 3.9):

- осаждение пленки материала;
- формирование полимерной маски – непосредственно литография;
- травление материала;
- полное удаление полимерной маски.

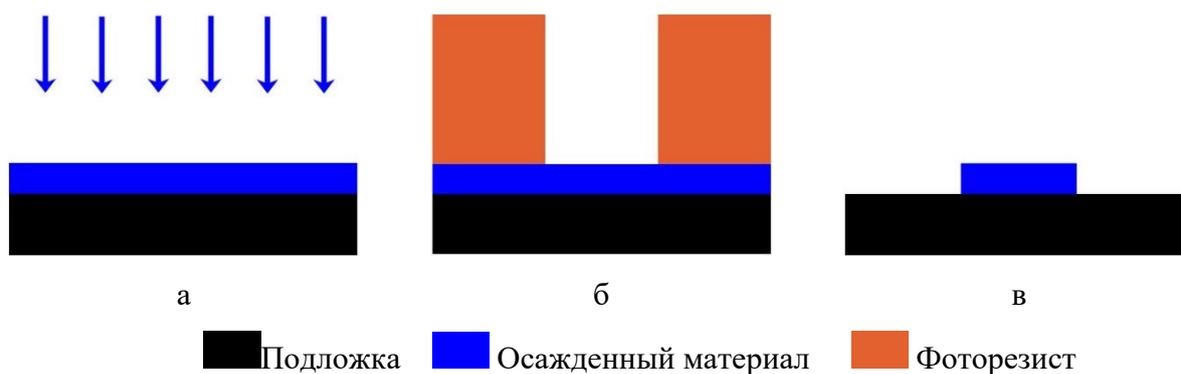


Рисунок 3.9 – Этапы проведения прямой литографии планарных структур: а) осаждение материала на подложку; б) формирование полимерной маски; в) готовая структура после удаления маски

Структура формируется на диэлектрической подложке из высокоомного кремния ($>6000 \text{ Ом}$) размером $15 \times 15 \times 0,5 \text{ мм}^3$, предварительно очищенную от загрязнений, осаждается тонкая пленка материала (рисунок 3.9а). Пленка ниобия толщиной $10\text{--}20 \text{ нм}$ осаждается методом магнетронного распыления при давлении в вакуумной системе перед напылением $6 \times 10^{-8} \text{ мбар}$ с использованием ниобиевой мишени на постоянном токе в атмосфере аргона (давление $5 \times 10^{-3} \text{ мбар}$), скорость осаждения ниобия $0,6 \text{ нм/с}$.

Оценка шероховатости пленок ниобия, полученной методом магнетронного распыления, на профилометре KLA-Tencor P-7 показывает гладкость и шероховатость не более нанометра (среднеквадратичное отклонение профиля шероховатости $0,04 \text{ нм}$ (рисунок 3.10)).

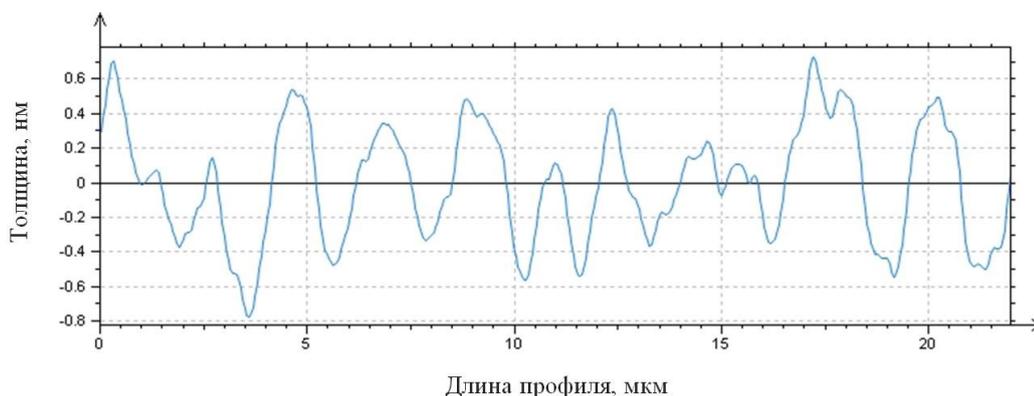


Рисунок 3.10 – Профиль шероховатости пленки ниобия, осажденного методом магнетронного распыления

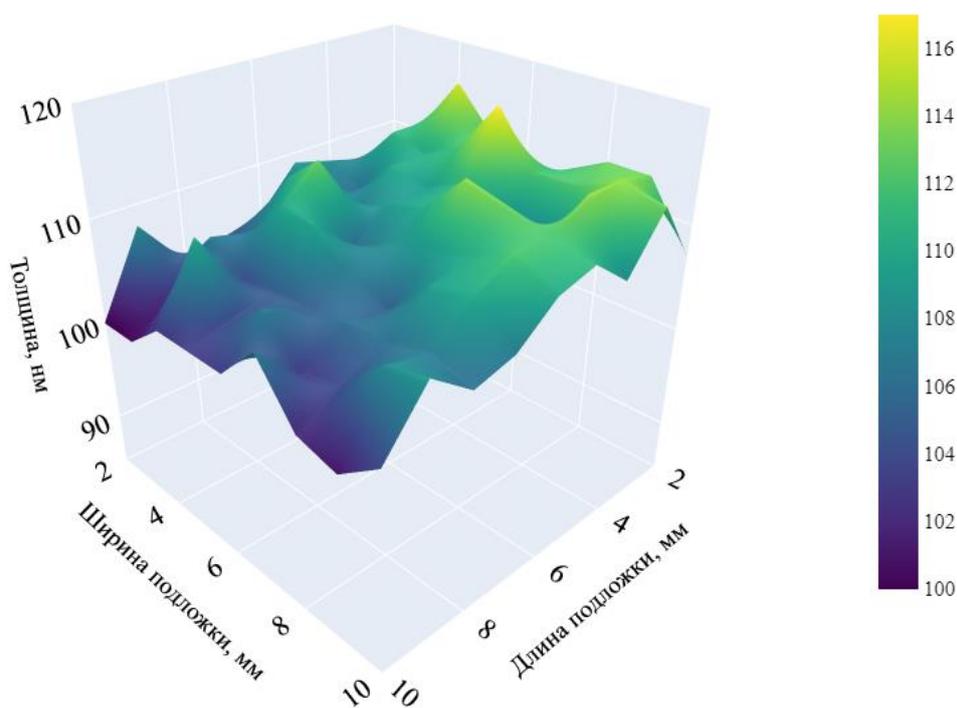


Рисунок 3.11 – Распределение толщин пленки ниобия, полученной методом магнетронного распыления

Равномерность толщины пленки ниобия, полученной методом магнетронного распыления, оценена с помощью стилусного профилометра как 10–15 % от общей толщины осажденной пленки (рисунок 3.11).

На полученную пленку с помощью системы центрифугирования на установке «SPIN-1200D» MIDAS SYSTEM Co Ltd наносился слой позитивного фоторезиста S1805 G2 (толщиной ~0,5 мкм), локальные участки которого после воздействия излучения за счет фотодеструкции (разрушения) удалялись в проявителях (MICROPOSIT MF-319 в данной работе), а необлученные – оставались на подложке и образовывали фоторезистивную контактную маску.

Фоторезист высушивался при температуре 125 °С на термическом столе для сушки и задубливания HP-150 SAWATEC. Экспонирование фоторезиста проводилось с помощью оптического безмаскового лазерного литографа Heidelberg μ PG 501. Проэкспонированный фоторезист подвергался повторному задубливанью при температуре 125 °С для обеспечения вертикальности стенок профиля резиста. Типичные размеры микромостиков 2×2 мкм. Возможные остатки резиста после проявления удаляются в кислородной плазме, поскольку могут привести к неполному вытравливанию материала в соответствии с топологией при прямой литографии.

Плазмохимическое травление ниобия проводится на установке реактивного ионного травления Sentech Instruments SI 591 Compact в плазме высокочастотного разряда, в атмосфере

смеси реактивных газов $\text{CF}_4 + \text{O}_2$ (смесь кислорода с фторсодержащим газом). После этого фоторезистивная маска полностью удаляется в растворе N-метилпирролидон (NMP) при температуре 120°C в течение часа и далее в ультразвуковой ванне с последующей отмывкой в изопропиловом спирте (рисунок 3.9в).

3.4.2 Формирование передающих линий, копланарного резонатора с двушелевой антенной из пленок ниобия

Формирование структуры передающих линий проводилось с помощью процесса обратной «взрывной» (lift-off) литографии, как описано выше. Поверх структуры микромостиков наносился резист и формировалась фоторезистивная маска (рисунок 3.12а), которая экспонировалась с точностью совмещения $0,5 \text{ мкм}$. Фоторезистивная маска формировалась из реверсивного фоторезиста AZ 5214E в негативной моде, обеспечивающем профиль резиста с небольшим выступом (рисунок 3.12а), как было описано выше. Поверх сформированной маски осаждается пленка материала – ниобия методом магнетронного распыления (рисунок 3.12б). После удаления слоя резиста осажденный материал остается в незащищенных резистом окнах структуры (рисунок 3.12в).

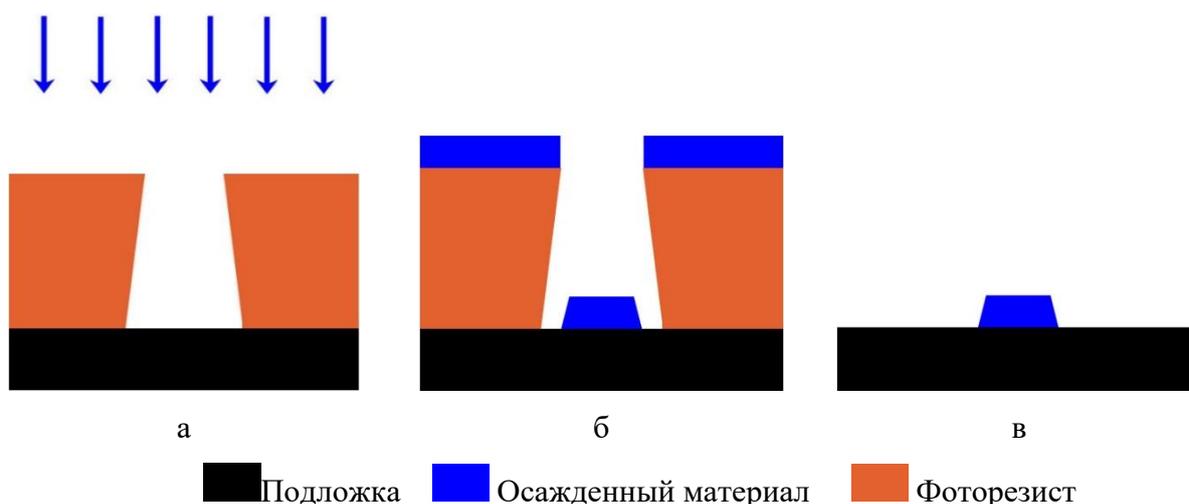


Рисунок 3.12 – Этапы проведения обратной или «взрывной» литографии (процесс lift-off): а) формирование полимерной маски; б) осаждение материала поверх маски; в) удаление полимерной маски – готовая структура

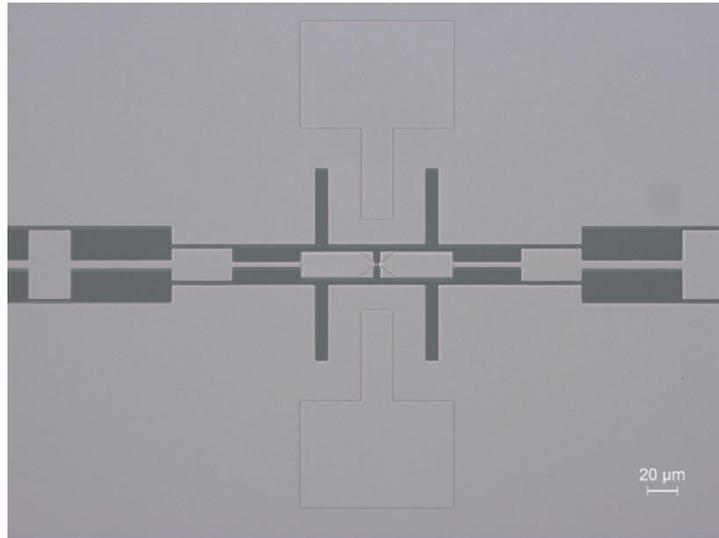


Рисунок 3.13 – Фотография микромостика из ниобия, включенного одновременно в терагерцовую планарную антенну и резонаторе из ниобия, используемого в качестве прототипа RF TES болометра при температурах ~ 4 К, а также в качестве термодинамического источника с СВЧ нагревом

Передающая линия с контактными площадками, резонатор с антенной и фильтры формировались из пленки ниобия, толщиной 100–150 нм. Минимальный размер структуры составляет 2 мкм. Микрофотография готовой структуры источника термодинамического шума на основе микромостика из ниобия представлен на рисунок 3.13.

3.4.3 Структуры для измерения температуры сверхпроводящего перехода пленок ниобия

В источнике термодинамического шума пленка ниобия, которая используется в качестве материала мостика, должна иметь более низкое значение температуры сверхпроводящего перехода по сравнению с температурой сверхпроводящего перехода пленки ниобия, используемой для основной структуры: для передающей линии, резонатора и антенны. Для определения критической температуры пленки, используемой для мостика в антенне, на подложке выделялось пространство, где формировалась отдельная структура из той же пленки на том же чипе. Структура мостов для измерения критической температуры сверхпроводящего перехода изготавливалась методом прямой литографии с маской из позитивного фоторезиста S1805 G2. Типичная структура тестовой структуры размера 4×200 мкм² представлена на рисунок 3.14.

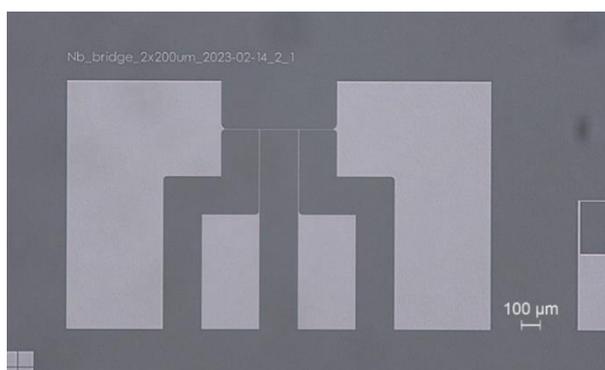


Рисунок 3.14 – Микрофотография мостов для определения критической температуры сверхпроводящего перехода из ниобия

Типичные размеры линии между электродами $2 \times 200 \text{ мкм}^2$, $4 \times 200 \text{ мкм}^2$ и $2 \times 2 \text{ мкм}^2$.

Подложки с готовыми структурами покрывались слоем фоторезиста для защиты в процессе распила на чипы $4 \times 4 \text{ мм}^2$. Распиленные чипы отмываются от загрязнений и резиста в ультразвуковой ванне в деионизированной воде, ацетоне, изопропилового спирта, далее в растворе N-метилпероллидона при температуре $150 \text{ }^\circ\text{C}$ и изопропиловом спирте.

3.4.4 Исследование зависимости температуры сверхпроводящего перехода пленок ниобия от толщины

Для определения температуры сверхпроводящего перехода была разработана структура, продемонстрированная на рисунок 3.14, которая тестировалась в криостате Oxford Instruments Triton 1,5 К. Измерения проводились для каждого чипа (рисунок 3.15).

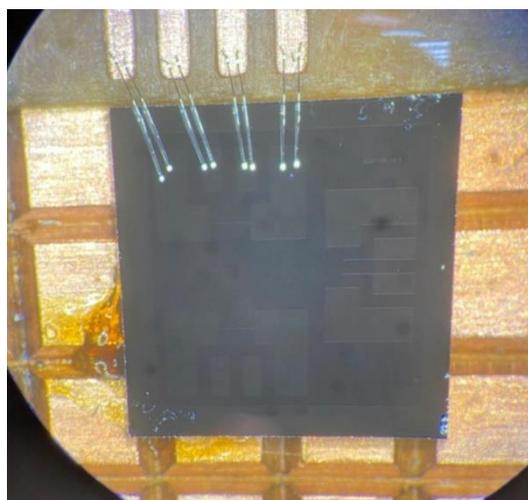


Рисунок 3.15 – Чип со структурой для измерения температуры сверхпроводящего перехода пленки ниобия, вмонтированный в держатель

Температура сверхпроводящего перехода пленки ниобия основной структуры толщиной 100 нм составила $8,89 \pm 0,25$ К (рисунок 3.16).

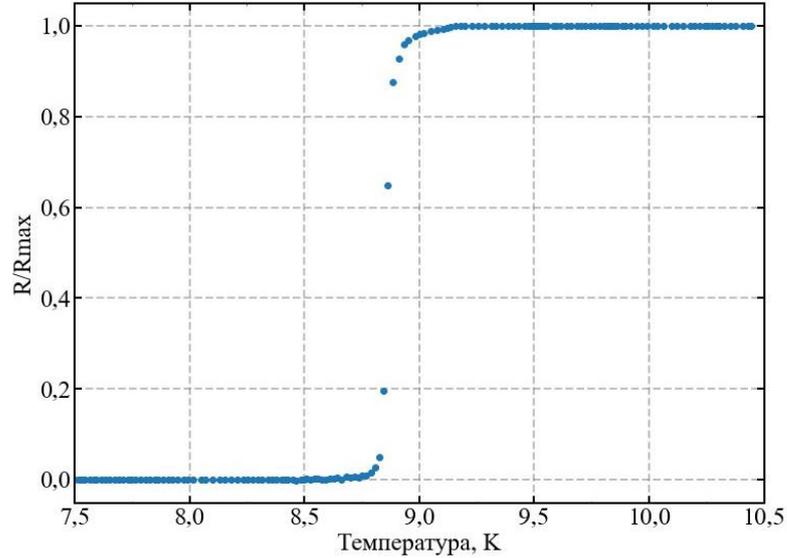


Рисунок 3.16 – Зависимость сопротивления пленки ниобия толщиной 100 нм от температуры (R_{max} – максимальное сопротивление пленки)

Толщина пленок ниобия для формирования микроустройства варьировалась в диапазоне 8–27 нм, а полученная температура критического перехода пленок в диапазоне 3,8–7,5 К (рисунок 3.17).

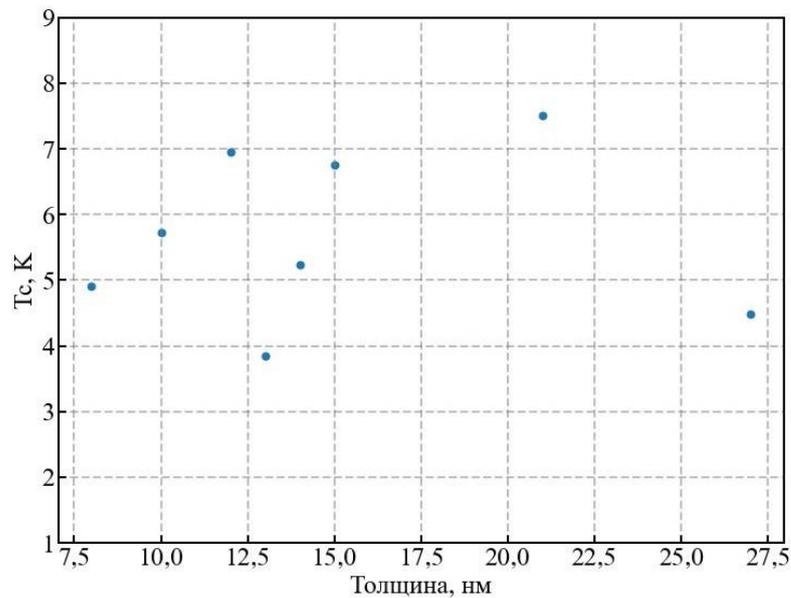


Рисунок 3.17 – Зависимость температуры сверхпроводящего перехода пленки ниобия микроустройства от толщины

В качестве тестового термодинамического источника на основе микромостика был выбран чип с температурой сверхпроводящего перехода ниобия 6,76 К (рисунок 3.18), что соответствовало толщине пленки 15 нм.

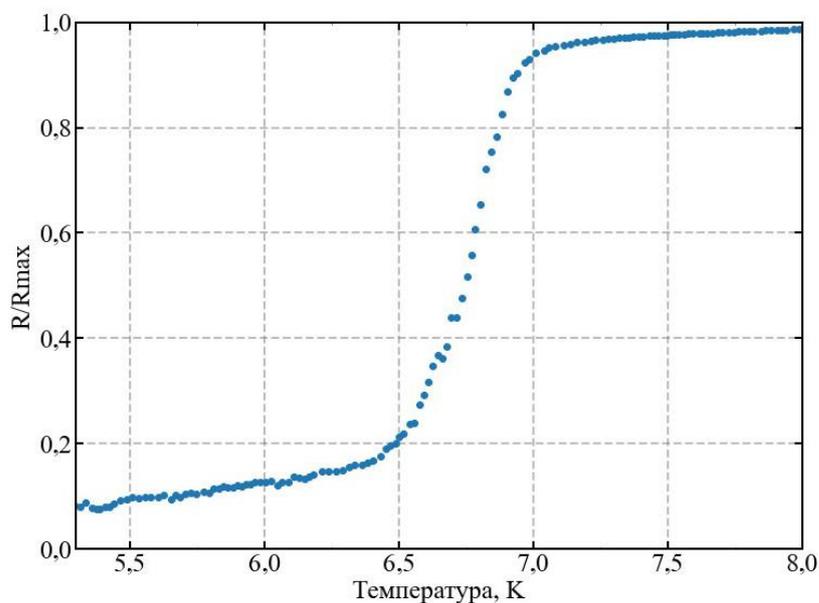


Рисунок 3.18 – Зависимость сопротивления пленки ниобия микромостика толщиной 15 нм от температуры (R_{max} – максимальное сопротивление пленки)

Сопротивление на квадрат для тестового термодинамического источника на основе микромостика из ниобия толщиной 15 нм составляет 145 Ом/□.

3.5 Изготовление болометрического детектора со сверхпроводящим микромостиком из пленки гафния в двущелевой антенне и резонаторе из ниобия

Процесс изготовления сверхпроводящего микромостика гафния в ниобиевом резонаторе с двущелевой антенне [1, 45] также является комбинацией прямой и обратной литографии. Диэлектрическая подложка из высокоомного кремния (>6000 Ом) размера $15 \times 15 \times 0,5$ мм³ предварительно проходила процесс очистки, как описано выше. Пленки гафния и ниобия осаждались методом магнетронного распыления, толщиной 80 нм и 150–200 нм соответственно. Микромостик из гафния формировался методом обратной «взрывной» литографии с помощью фоторезистивной маски AZ 5214E, как описано выше. Для обеспечения контакта нижележащей пленки гафния и верхней пленки ниобия без образования туннельного барьера пленку гафния перед напылением ниобия чистилась в атмосфере аргона ионной пушкой в течение 20–30 секунд

при давлении $1,5 \times 10^{-3}$ мбар. Осаждение гафния методом магнетронного распыления проводится со скоростью 0,5 нм/с при давлении вакуума в камере перед осаждением 5×10^{-8} мбар. Резонатор с двущелевой антенной из ниобия формировался методом прямой литографии с резистивной маской S1805 G2 и совмещением слоев с точностью 0,5 мкм с применением реактивного ионного травления в атмосфере смеси реактивных газов $\text{CF}_4 + \text{O}_2$ и предварительной чисткой в кислородной плазме остатков резиста после проявления.

Отличие в формировании основной структуры передающих линий от образцов с микромостиком из ниобия заключается в использовании в качестве микромостика и основной структуры разного материала. Реактивно ионное травление пленки ниобия при формировании структуры передающих линий может вытравить нижележащую пленку микромостика из ниобия и привести к усложнению этапов изготовления образцов термодинамического источника из ниобия, поскольку необходимо защитить пленку нижележащего ниобия, что было решено использованием метода «взрывной» литографии.

Микрофотография готовой структуры микромостика из гафния в двущелевой антенне и резонаторе из ниобия представлена на рисунок 3.19.

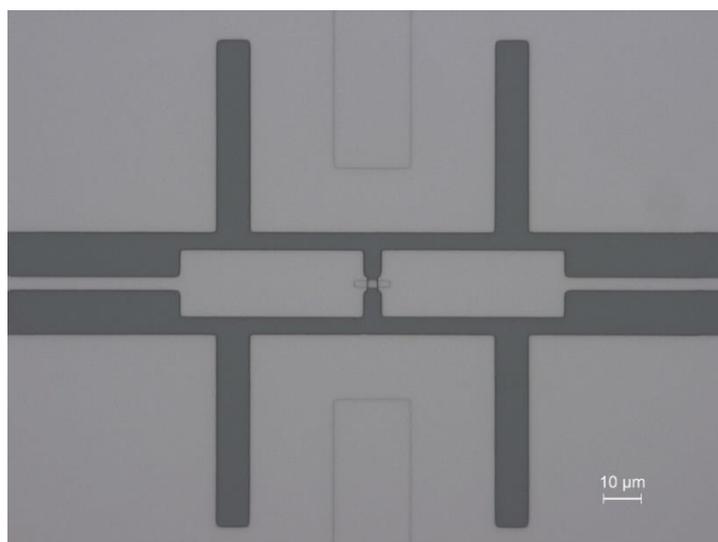


Рисунок 3.19 – Фотография микромостика из гафния в составе терагерцовой планарной антенны

Подложки с готовыми структурами покрывалась слоем резиста для защиты в процессе распила на чипы $4 \times 4 \text{ мм}^2$, распиленные чипы отмывались как описано выше для образцов термодинамических излучателей на основе микромостиков из ниобия.

3.6 Методика изготовления структуры шумового калибратора на основе СИС перехода и сверхпроводящего микромостика

Процесс изготовления микросхемы калибратора состоит из трех составных частей: изготовление микромостика, изготовление передающих линий, фильтров, электродов и изготовление туннельного СИС перехода, как описано выше применительно к отдельным источникам шума. Микросхема изготавливается на подложке из высокоомного кремния ($>6000 \text{ Ом}$) размером $30 \times 30 \times 0,5 \text{ мм}^3$, подготовка поверхности проводится аналогичным для структур источников, описанных выше: очистка поверхности подложки от частичек кремния, загрязнений и органических веществ в специальных жидкостях.

Первым этапом является формирование микромостика–микроизлучателя. Пленка микромостика может быть сформирована из сверхпроводящих ниобия или гафния, осаждаемых методом магнетронного распыления. В зависимости от выбранного материала могут различаться выбранные методы литографии микромостика: методом прямой литографии с маской фоторезиста S1805 G2 для микромостика из пленки ниобия и методом обратной «взрывной» литографии с маской из фоторезиста AZ 5214E в негативной моде для микромостика из гафния, описанные выше.

Следующий этап – формирование структуры передающих линий, фильтров и контактных площадок – также проводится с помощью того метода литографии, предназначенного для каждого материала пленки микромостика. путем совмещения первого слоя со вторым с точностью не хуже $0,5 \text{ мкм}$ и последующим экспонированием на безмасковом лазерном литографе и магнетронным распылением пленки ниобия. В случае формирования микромостика из пленки ниобия изготовление структура передающих линий происходит методом обратной «взрывной» литографии с маской из фоторезиста AZ 5214E в негативной моде. Для микромостика из пленки гафния структура передающих линий формируется методом прямой литографии с маской фоторезиста S1805 G2 и предварительной очисткой поверхности гафния ионной пушкой в атмосфере аргона перед осаждением следующего слоя и реактивно ионным травлением ниобия в атмосфере смеси фторсодержащего газа и кислорода.

После «взрыва» и удаления фоторезиста структура с микромостиком в двуцелевой антенне и подводными линиями с контактными площадками подготавливается к третьему этапу – формированию туннельного СИС перехода из алюминия. Структура электродов СИС перехода формируется на поверхности структуры из ниобия с использованием маски из фоторезиста AZ 5214E в негативной моде с совмещением электродов в ниобии с электродами из алюминия. Осаждение алюминиевых пленок, очистка естественного оксида алюминия ионной пушкой и формирование туннельного барьера производится в установке электронно-лучевого осаждения

Plassys MEB™ 550S. Процесс изготовления микросхемы шумового калибратора заканчивается после полного удаления фоторезиста после «взрыва» электрода алюминия для СИС перехода.

3.7 Методика изготовления печатных плат СВЧ

Печатные платы изготавливались из материала для СВЧ Rogers TMM 10 с диэлектрической постоянной $\epsilon = 9,8$ – трехслойный материал два слоя меди толщиной около 17 мкм и разделяющий их слой диэлектрика – композиция из фторопласта и порошка окиси алюминия (~500 мкм). Изготовление платы происходит методом прямой литографии с использованием маски из позитивного фоторезиста S1813 G2 с экспонированием на безмасковом лазерном литографе Heidelberg Instruments μ PG 501. Проявление маски после экспонирования происходит в 0,8 %-ном растворе КОН. Для вытравливания структуры в слое меди используется жидкостное травление в растворе $\text{H}_2\text{O} : \text{FeCl}_3$ в соотношении 3:1. После формирования полимерной маски (после экспонирования) печатная плата помещается в раствор хлорного железа на 5–6 минут и затем промывается водой. На рисунок 3.20 представлена одна из готовых печатных плата СВЧ для источника дробового шума со схемы на рисунок 2.9.

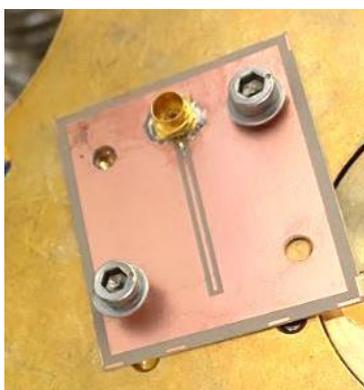


Рисунок 3.20 – Печатная плата для источника дробового шума на основе сверхпроводящего туннельного перехода

Использование безмаскового лазерного литографа позволяет получить хорошую точность полимерной маски для литографии печатных плат. Смещение края фольги относительно края полимерной маски, имеющее место в процессе травления, соизмеримо с толщиной протравливаемой меди и составляет около 20 мкм. Точность конечных размеров достигается путем корректировки размеров полимерной маски в файле данных, а именно сдвигом границ линий в сторону увеличения металла на ~20 мкм. Оценка полученных результатов позволяет

заклучить, что достижимая точность зазоров в печатных платах СВЧ на основе материала Rogers ТММ 10 составляет ± 3 мкм.

Глава 4. Описание экспериментальных установок

4.1 Эксперимент по исследованию источника дробового шума на основе сверхпроводящего туннельного перехода

4.1.1 Описание системы для измерения электрофизических параметров туннельных СИС переходов Al/AlOx/Al

Результат оптимизации технологических этапов изготовления туннельных СИС переходов и их качество оценивается по измеренным вольтамперным характеристикам перехода. Измерение ВАХ тестовых СИС переходов на основе трехслойной структуры Al/AlOx/Al проводилось с использованием схемы установки на базе рефрижератора растворения Oxford Instruments Triton DR200 при температуре 30 мК, краткое описание которой представлено на рисунок 4.2. Чип в держателе (рисунок 4.1) монтировался на ступень 20 мК и подсоединялся к разъему подачи постоянного тока на выходе из криостата D-Sub 25. К выходу данного разъема подсоединялся источник тока фирмы Keithley модель 6221 и нановольтметр фирмы Keithley модель 2182А, обеспечивающие подачу тока и регистрацию напряжения для ВАХ перехода.

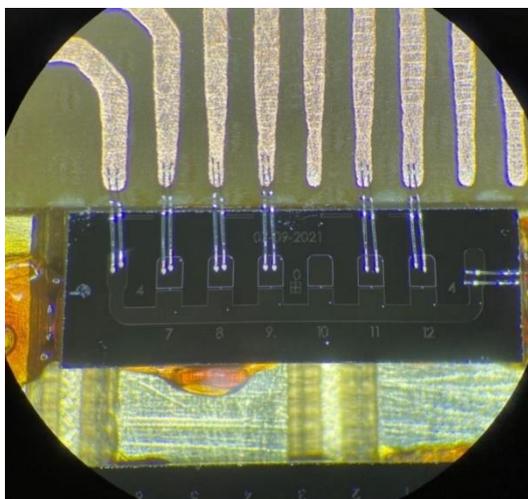


Рисунок 4.1 – Чип с тестовыми туннельными СИС переходами из алюминия, смонтированный на печатной плате в держателе

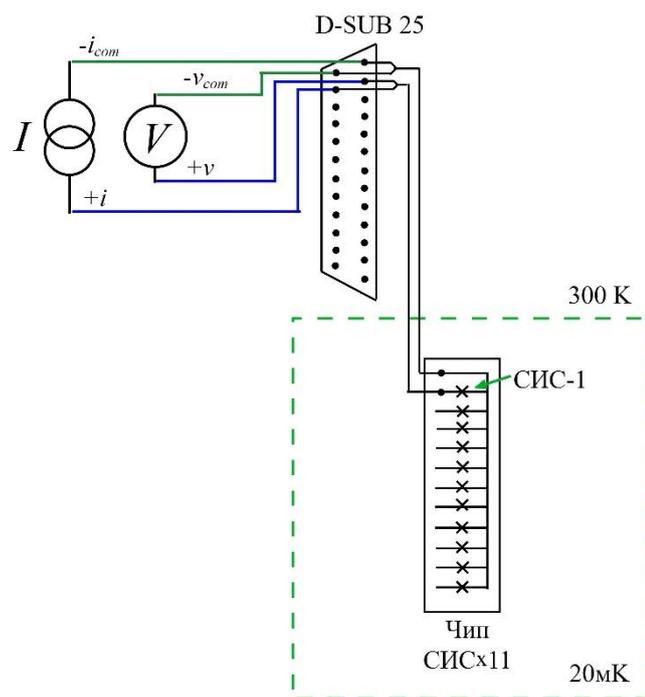


Рисунок 4.2 –Схема измерения вольтамперных характеристик тестовых СИС переходов

Чип представляет собой параллельно подключенные СИС переходы с общим электродом, который подключен к паре ток $-i_{com}$ – напряжение $-v_{com}$ и каждый отдельный СИС переход подключен к своей индивидуальной паре ток $+i$ – напряжение $+v$ (рисунок 4.2). Электроды СИС переходов подсоединяются к передающим линиям в держателе микросваркой алюминиевой нитью. Конструкция держателя позволяет предохранить образец от статического электричества при монтаже и подключении измерительных цепей. Управление экспериментом и регистрация данных производится с использованием программ на основе python 3. Измерение вольтамперных характеристик проводилось также с использованием программного пакета IRTECON [61]. Для проверки схемы измерения была изготовлена плата-имитатор, повторяющая чип с СИС переходами: вместо СИС переходов были установлены SMD резисторы (рисунок 4.3), Переключение между СИС переходами осуществлялось с помощью механического переключателя галетного типа, SWITCH (рисунок 4.4).

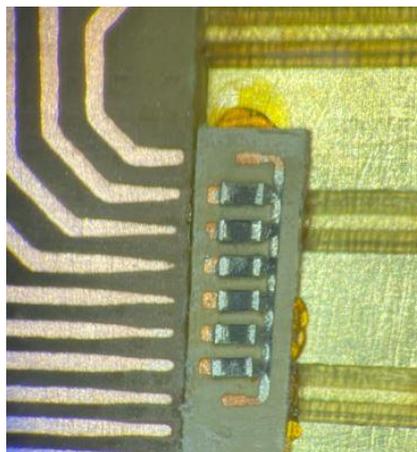


Рисунок 4.3 – Чип с микрорезисторами для оптимизации схемы измерения с помощью IRTECON

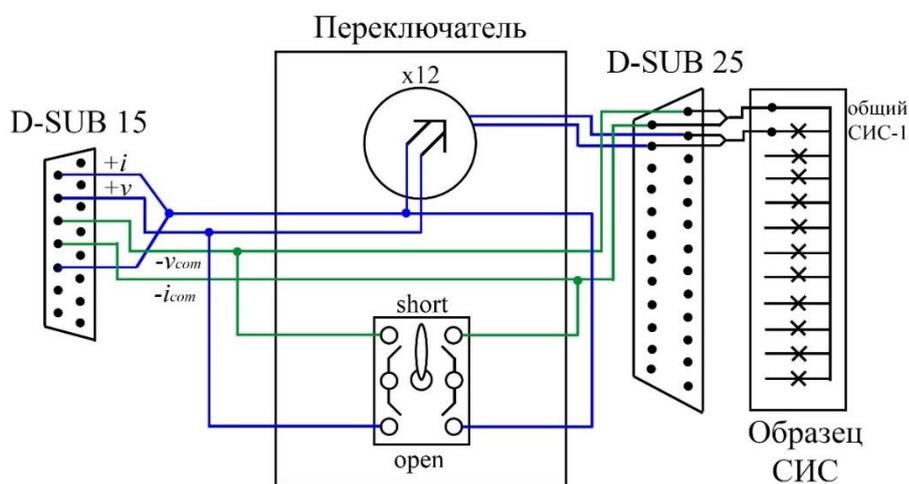


Рисунок 4.4 – Краткая схема подключения переключателя СИС переходов при измерении ВАХ, оптимизированная для использования IRTECON

Подача тока и считывание напряжение осуществлялась через блок SIS Bias Supply, в котором реализована схема, представленная на рисунок 4.5. Шунтирующее сопротивление R_{sh} равно 25 Ом. Управлением блоком происходит с помощью программного пакета IRTECON. Результаты оптимизации схемы – вольтамперные характеристики – микрорезисторов через систему криостата представлена на рисунок 4.6.

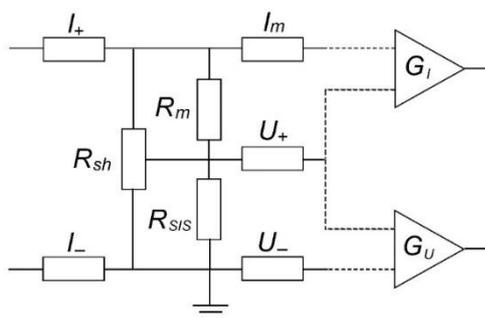


Рисунок 4.5 – Схема измерения ВАХ СИС перехода

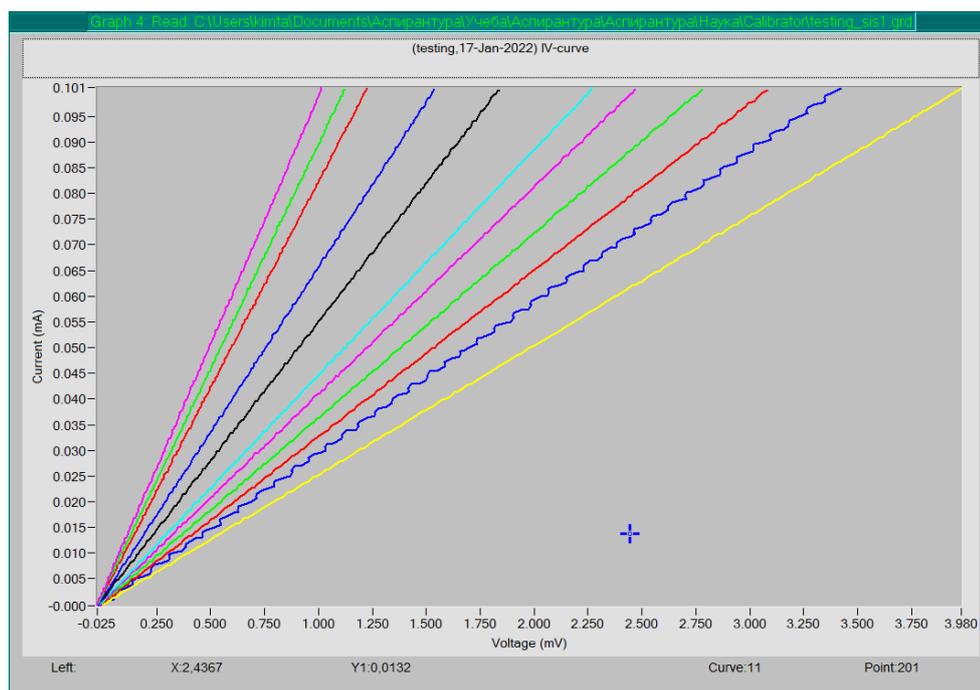


Рисунок 4.6 – Вольтамперные характеристики микрорезисторов

По полученным ВАХ микрорезисторов было проверено правильное подключение всех кабелей и переключателей.

4.1.2 Экспериментальная установка для исследования шумов усилительной системы на основе дробового шума туннельного СИС перехода

Необходимость источника калиброванного шума для устройств, работающих при криогенных температурах, приводит к рассмотрению источников широкополосного дробового шума в качестве устройства для калибровки. Источники термодинамического шума не могут быть использованы в качестве калибратора шумовой температуры, поскольку не представляется измерить локальную температуру непосредственно источника без разогрева всего устройства

целиком. Это требует значительных тепловым нагрузкам и нежелательным потокам тепла внутри системы охлаждения, а также ухудшает скорость и, как следствие, точность установки температуры в виду возникающей температурной инерции такого термодинамического источника. Источники дробового шума на основе туннельных СИС переходов обладают важным преимуществом – процесс туннелирования не зависит от температуры, и обеспечивают выделение малой тепловой мощности.

Дробовой шум СИС перехода пропорционален току (2.16) и в первом приближении пропорционален напряжению выше щели [15]:

$$P_{shot} = eV_{СИС}\Delta f/2. \quad (4.1)$$

Эквивалентная температура дробового шума из формулы (2.18) соответствует:

$$T_{shot} = 5,8 \cdot V_{СИС}[\text{мВ}]. \quad (4.2)$$

Для определения шумовой температуры криогенного усилителя часто пользуются методом Y -фактора, который характеризует изменение выходного сигнала такого усилителя при изменении уровня шума на входе, что традиционно производится попеременной заменой на входе усилителя согласованных нагрузок, имеющих разную физическую температуру. Обычно их называют холодной и горячей нагрузками [17, 62, 63, 64]. Следует также учитывать шум аттенюаторов, если они есть на входе усилителя: аттенюаторы являются серым телом при физической температуре T_{att} и добавляют шум с температурой $(1 - Att)T_{att}$, одновременно ослабляя шум генератора до значения $T_{hot}Att$:

$$T_N = \frac{(T_{hot}Att + (1 - Att)T_{att}) - Y(T_{cold}Att + (1 - Att)T_{att})}{Y - 1}, \quad (4.3)$$

$$Y = \frac{P_{hot}}{P_{cold}}, \quad (4.4)$$

где Att – ослабление аттенюатора;

P_{hot} – шумовая мощность горячей нагрузки при температуре T_{hot} на выходе усилителя;

P_{cold} – шумовая мощность холодной нагрузки при температуре T_{cold} на выходе усилителя.

Y -фактор в формулах (4.3)–(4.4) выражается в относительных (линейных) единицах, но в экспериментальных измерениях, как правило, считывается в децибелах:

$$Y_{dB} = 10 \lg Y_{lin}. \quad (4.5)$$

Исследование источника дробового шума на основе туннельного СИС перехода $Al/AlO_x/Al$ на входе криогенного усилителя также проводилось по схеме установки на базе рефрижератора растворения Oxford Instruments Triton DR200 при температуре 30 мК, краткое описание которой представлено на рисунок 4.8. Источник дробового шума крепился на ступень криостата 20 мК винтами, которые являются электрическим и тепловым заземлением структуры, как показано на рисунок 4.7.

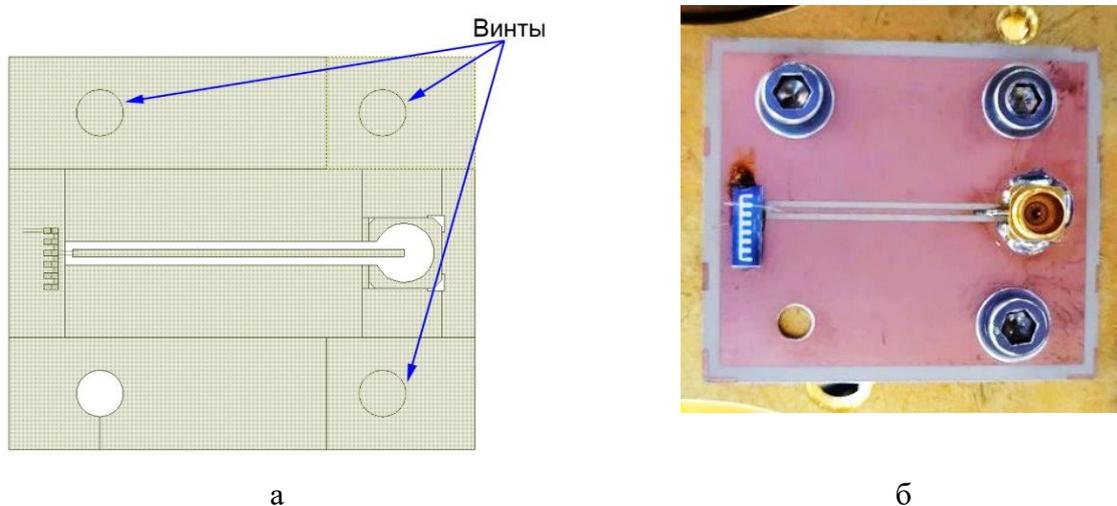


Рисунок 4.7 – Плата источника дробового шума на основе СИС перехода с заземлениями на ступень криостата: а) электродинамическая модель; б) реальная плата СВЧ с чипом с СИС переходом

Калибровочная мощность дробового шума подавалась во входной цепи охлаждаемого усилителя, включая кабели и коаксиальный переключатель, при двух или нескольких напряжениях на СИС переходе, смещенного на резистивный участок ВАХ (0,4–5 мВ), с использованием анализатора сигналов KEYSIGHT EXA Signal Analyzer N9010B по схеме, представленной на рисунок 4.8. Напряжения смещения на СИС переход $Al/AlO_x/Al$ подаются через блок SIS Bias Supply.

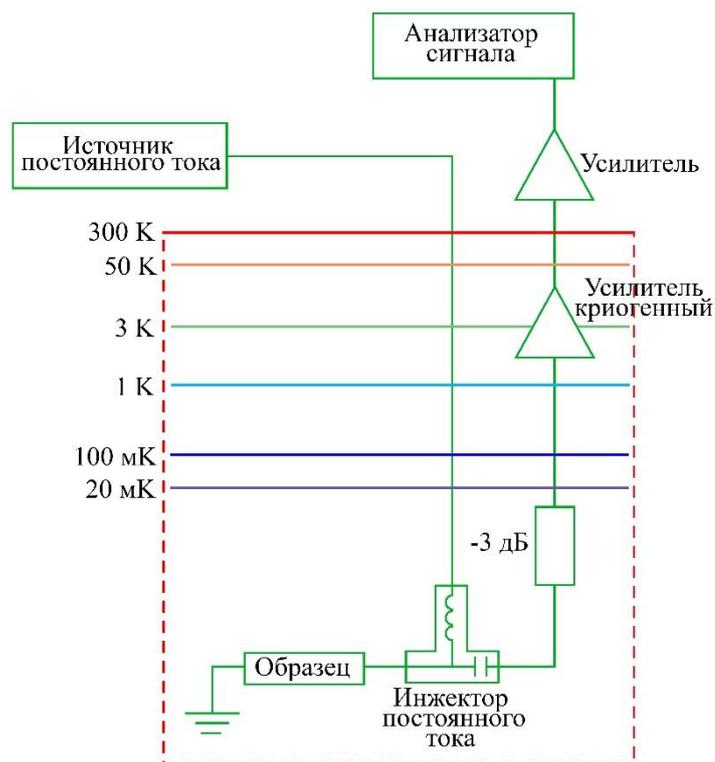
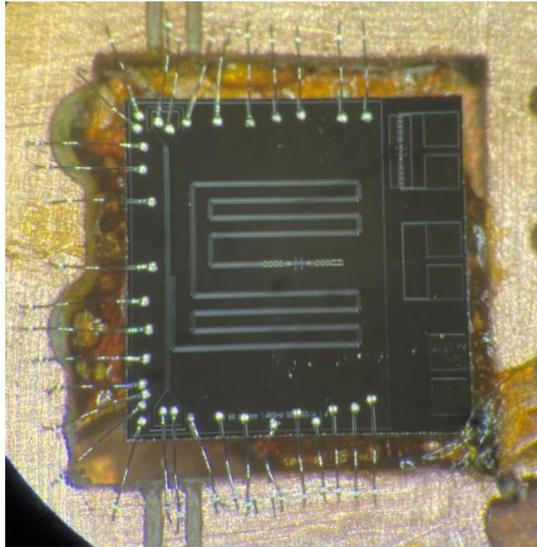


Рисунок 4.8 – Схема измерения спектра источника дробового шума: «образец» – это СИС переход в качестве источника дробового шума

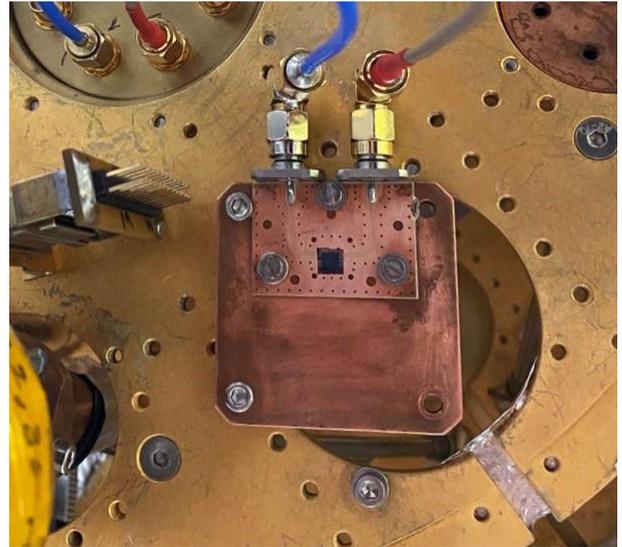
На СИС переход подается постоянное напряжение выше щелевого через инжектор постоянного тока Bias Tee (рисунок 2.9б). Высокочастотный сигнал с СИС перехода поступает на тестируемый криогенный усилитель Low Noise Factory LNC0.3_14A (усиление 37 дБ) через аттенуатор с ослаблением 3 дБ, чтобы обеспечить устойчивость усилителя без применения СВЧ-вентилля. Усилитель фирмы Mini Circuits модель ZHL-1217MLN используется при комнатной температуре; сигнал с его выхода фиксируется анализатором сигналов.

4.2 Экспериментальная установка для исследования источника термодинамического излучения на основе микромостика из ниобия

Измерение тестового образца источника термодинамического излучения на основе микромостика из ниобия в копланарном резонаторе с терагерцовой двуцелевой антенной из ниобия проводилось при температуре 1,3–6,5 К. на базе сухого криостата Oxford Instruments Triton 1,5 К, краткая схема установки представлена на рисунок 4.10. Чип размером $4 \times 4 \times 0.5$ мм³ с микромостиком из ниобия монтировался в медный держатель, подсоединялся к передающим линиям микросваркой алюминиевой нитью (рисунок 4.9).



а



б

Рисунок 4.9 – Чип источника термодинамического излучения на основе микромостика из ниобия в медном держателе

а) чип, вмонтированный в держатель; б) держатель с чипом, установленный на ступень криостата 4 К и подсоединенный к разъемам СВЧ

Держатель крепится к ступени 4 К криостата и подсоединяется к двум разъемам СВЧ. Для предотвращения теплового шума 300 К на вход устройства подсоединен аттенюатор 20 дБ на ступени 4 К, на выходе из криостата подключается усилитель Mini Circuits Wideband Amplifier ZVA-183-S+ с усилением 36 дБ с полосой частот 0,7–18 ГГц. Схема измерения коэффициента пропускания источника термодинамического излучения на основе микромостика из ниобия представлена на рисунок 4.10.

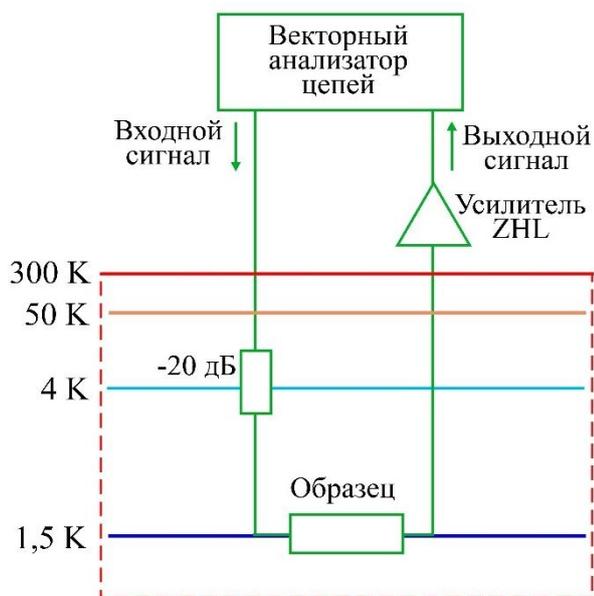


Рисунок 4.10 – Краткая схема измерения источника термодинамического излучения на основе микромостика из ниобия

Регистрация коэффициента пропускания от источника термодинамического излучения проводится с помощью векторного анализатора цепей Agilent Technologies PNA-X N5242A.

4.3 Эксперимент конфигурация для регистрации отклика детектора с микромостиком из гафния на излучение термодинамического источника

Данный эксперимент имеет особую важность; его можно назвать базовым. Он призван определить как эффективность созданного теплового излучателя, так и чувствительность детектора типа RFTES при температурах в области 50–500 мК.

Измерение отклика болометрического детектора на термодинамическое излучение проводится с использованием тестового термодинамического источника, представляющего собой тонкую резистивную пленку с поверхностным сопротивлением $1000 \text{ Ом}/\square$, осажденную магнетронным распылением на диэлектрическую подложку из сапфира толщиной 500 мкм, с расчетным коэффициентом поглощения 14 % (рисунок 2.46). Болометрический детектор – микромостик из гафния размером $2 \times 2 \times 0,08 \text{ мкм}^3$, является нагрузкой планарной терагерцовой антенны диапазона частот 550–750 ГГц, интегрирован в разрыв копланарного резонатора из пленки ниобия толщиной около 200 нм (рисунок 3.19). Измерения проведены на базе схемы установки в рефрижераторе растворения Oxford Instruments Triton DR200 в диапазоне температур 50–200 мК. Чип размером $4 \times 4 \times 0,5 \text{ мм}^3$ с детектором монтировался на плоскую поверхность полусферической линзы из сапфира диаметра 10 мм так, что антенна располагалась в оптическом

центре линзы (рисунок 4.11) и подсоединялась к передающим линиям медного держателя микросваркой алюминиевой нитью. Держатель с чипом на линзе монтировался на ступень криостата 20 мК [35].

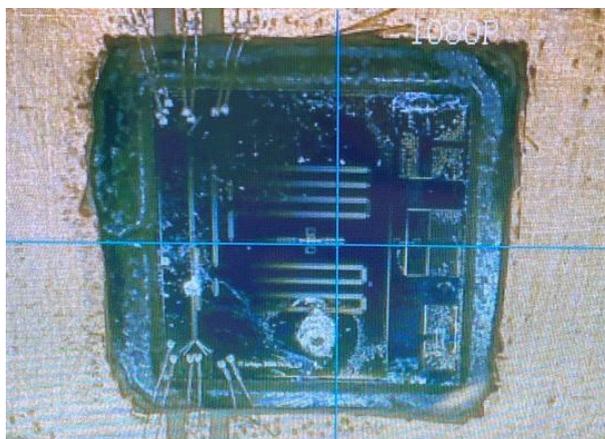


Рисунок 4.11 – Чип с детектором, вмонтированный на плоской поверхности полусферической линзы

Термодинамический источник располагался на расстоянии около 10 мм от линзы на ее оптической оси и фиксировался на ступени с температурой 1 К с помощью медной штанги, которая обеспечивала отвода тепла. Характерное тепловыделение источника шума составляло 6,3 мВт и отводилось на ступень 1 К, которая обладает теплоотводом 2–4 мВт. Температура излучающей поверхности (резистивной пленки) принималась равной температуре сапфировой подложки и измерялась полупроводниковым термометром, прикрепленным с обратной стороны подложки (рисунок 4.12).

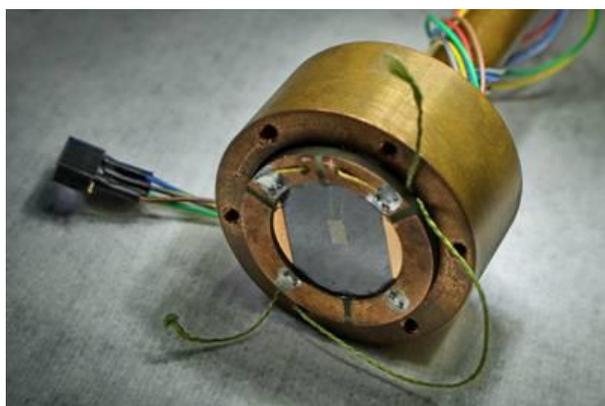


Рисунок 4.12 – Тестовый источник термодинамического излучения в терагерцовом диапазоне частот

Источник термодинамического излучения разогревался постоянным током через пленку 1–2,5 мА, пропускаемым через пленку поглотителя. При этих токах можно было реализовать нагрев сапфировой подложки в диапазоне температур 6,2–13,7 К с постоянной времени около 1 с. В отсутствие нагрева (нулевой ток) температура источника составляла 2,4 К. При максимальном постоянном токе, пропускаемом через пленку поглотителя, равном 2,5 мА, электрическая мощность составляла 6,3 мВт, и системе криостатирования требовалось заметное время (несколько минут), чтобы вернуться к заданной температуре образца. Это иллюстрирует проблему эффективности отвода тепла, выделяемого тепловым источником шума (чернотельным излучателем).

Для предотвращения проникновения теплового шума 300 К на чип использовались два аттенюатора 20 дБ на ступени 50 К и 10 дБ на ступени 3 К. К выходу детектора подключается малошумящий охлаждаемый детектор с усилением ~ 26 дБ, установленный на ступени 3 К, а также усилитель Mini Circuits модель ZHL-1217MLN с усилением 30 дБ, находящемся при комнатной температуре. Регистрация коэффициента пропускания S_{21} производится с применением векторного анализатора цепей с выходной мощностью в диапазоне $-70\dots-40$ дБм в окрестности резонансной частоты $\sim 1,5$ ГГц.

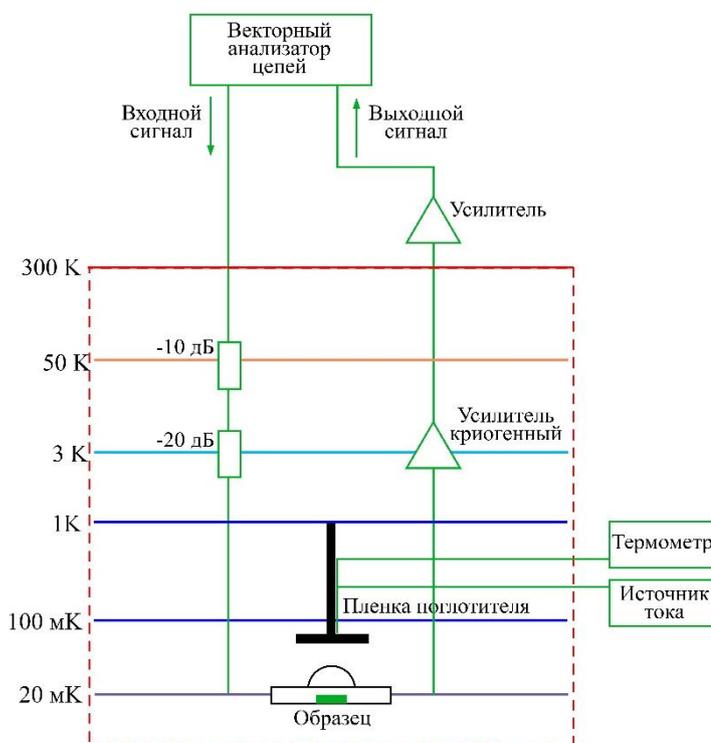


Рисунок 4.13 – Краткая схема измерения коэффициента пропускания детектора на основе микромостика из гафния

Схема измерения коэффициента пропускания детектора на основе микромостика из гафния представлена на рисунке 4.13. Регистрация коэффициента пропускания от источника термодинамического излучения проводится с помощью векторного анализатора цепей Keysight PNA-X N5242B. Разогревающий ток на пленочный поглотитель подается от источника тока фирмы Keithley модель 6221.

Глава 5. Детали экспериментов, обработка и анализ полученных результатов

5.1 Эксперимент по исследованию источника дробового шума на основе сверхпроводящего туннельного перехода $Al/AlO_x/Al$ на входе усилительной системы

5.1.1 Исследование усилительной системы – источник дробового шума на основе СИС перехода на входе криогенного усилителя Low Noise Factory LNC0.3_14A

Измерение спектра дробового шума было проведено с применением анализатора спектра KEYSIGHT EXA Signal Analyzer N9010B в диапазоне частот 1,2–1,7 ГГц по схеме на рисунок 4.8, время развертки составляло 10 с, шаг по частоте (RBW – resolution bandwidth) – 0,5 МГц, полоса пропускания (VBW – video bandwidth) 100 Гц. Значения напряжения, подаваемого на СИС переход, варьировались в диапазоне 0,4–5 мВ. Нормальное сопротивление СИС перехода 22 Ом, критический ток 17 мкА. Усилительная система в криостате растворения состоит из источника дробового шума на основе трехслойной структуры $Al/AlO_x/Al$ и криогенного малошумящего усилителя Low Noise Factory LNC0.3_14A. В качестве усилителя при комнатной температуре был использован Mini Circuits Low Noise Amplifier ZHL-1217MLN с коэффициентом усиления 30 дБ. Характеристики использованных усилителей представлены в таблице 5.1. Было получено семейство частотных зависимостей уровня мощности шумового сигнала на выходе усилительной системы, которые представлены на рисунок 5.1.

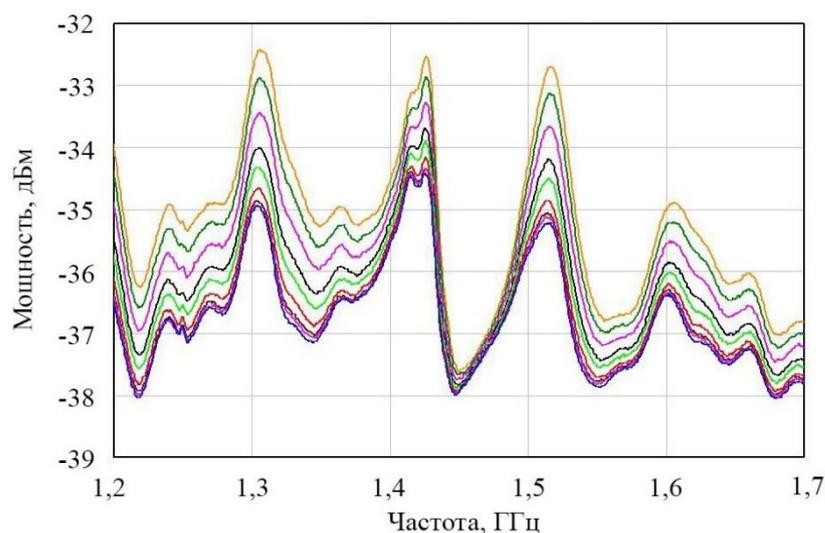


Рисунок 5.1 – Частотные зависимости уровня шумового сигнала дробового шума СИС перехода при различных напряжениях

Таблица 5.1. Характеристики усилителей, входящих в состав усилительной системы

Параметр	Low Noise Factory LNC0.3_14A	Mini Circuits Low Noise Amplifier ZHL-1217MLN
Полоса частот, ГГц	0,3 – 14	1,2 – 1,7
Коэффициент усиления, дБ	37	30
Коэффициент шума, дБ	0,05	1,5
Шумовая температура, К	3,6	122,9

В таблице 5.2 представлены значения шумовых температур источника дробового шума (СИС переход 4 образец #1516) и рассчитанной шумовой температуры тестируемого усилителя для нескольких пар напряжения на вольтамперной характеристике СИС перехода. Шумовая температура криогенного усилителя по формуле (4.3) рассчитана с учётом ослабления аттенюатора в 3 дБ и потерь кабелей: сверхпроводящих $\sim 0,75$ дБ/м длиной около 0,7 м – всего $\sim 0,5$ дБ.

Таблица 5.2. Шумовые температуры при частоте 1,514 ГГц

$V_{\text{СИС}}$, мВ	T_{shot} , К	Y , дБ	T_n , К
0,4	2,07	0,362	16,84
1	5,17		
0,4	2,07	0,966	15,6
2	10,34		
0,4	2,07	2,475	14,48
5	22,85		
0,6	3,1	0,277	14,18
1	5,17		
0,6	3,1	1,449	14,14
3	10,98		
0,7	3,62	0,537	13,93
1,5	7,75		
0,7	3,62	0,831	14,16
2	10,34		
0,7	3,62	1,862	14,16
4	20,68		

1	5,17	0,638	13,78
2	10,34		
1	5,17	2,113	13,95
5	22,85		
1,5	7,75	0,828	14,61
3	10,98		
1,5	7,75	1,325	14,27
4	20,68		
3	10,98	0,941	13,64
5	22,85		

В результате эксперимента было определено, что шумовая температура тестируемого криогенного усилителя составит в среднем около 15 К. Теоретическое значение шумовой температуры криогенного усилителя, заявленное производителем 3,6 К, что говорит о наличии в системе неучтенных потерь. Значительная (более 3 дБ) изрезанность шума на выходе усилителя при выключенном источнике также говорит о неидеальности тракта усилителя. Отметим, что частотную неравномерность усилителя и неравномерность источника можно отличить: в случае неравномерности уровня шума источника должна наблюдаться неравномерность отклика на его включение.

Зависимость мощности шума на выходе усилителя от напряжения на СИС переходе на частоте 1,514 ГГц представлена на рисунок 5.2.

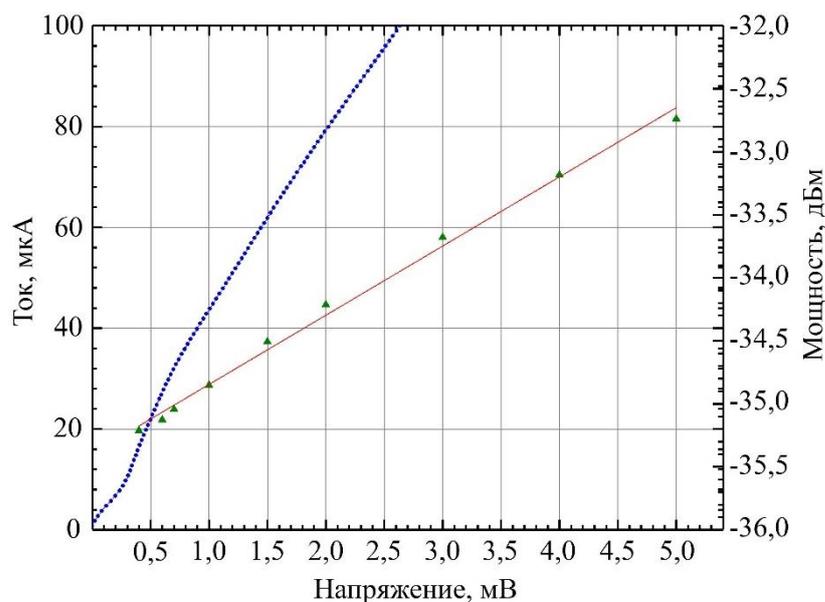


Рисунок 5.2 – Вольтамперная характеристика СИС перехода (левая ось – синие точки) и зависимость выходной мощности (правая ось – зеленые точки, красная линия – аппроксимирующая кривая)

Уровень собственных шумов криогенного усилителя составляет $-35,4$ дБ.

С учетом полученного коэффициента пропускания сигнала и данных с рисунок 5.1 по формуле (2.18) была вычислена шумовая температура тестируемого криогенного усилителя, частотная зависимость которой представлена на рисунок 5.3.

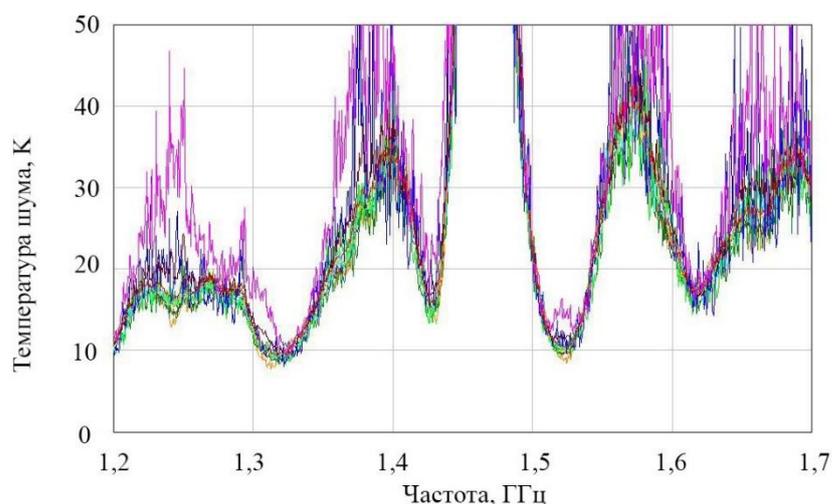


Рисунок 5.3 – Частотная зависимость шумовой температуры усилителя

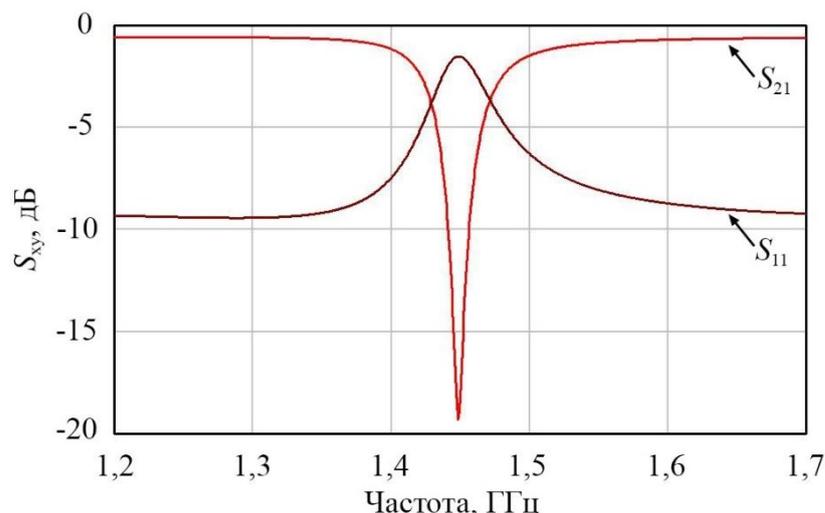


Рисунок 5.4 – Коэффициенты прохождения и отражения сигнала источника дробового шума с тремя СВЧ-заземлениями

Полученные данные показывают значительную изрезанность АЧХ и соответствующей шумовой температуры, что можно связать со значительной длиной цепей на входе усилителя, в которых образуются стоячие волны. В середине диапазона чувствительность к шумовому сигналу очень мала, что следует связать с появлением резонанса (рисунок 5.4). Электродинамический расчет показывает, что при определенных условиях отсутствие четвертого винта – СВЧ заземления платы (рисунок 4.7) может приводить к появлению резонансной особенности на частоте 1,45 ГГц. Появление подобного резонанса полностью объясняет малый отклик в данной области (рисунок 5.1) и очень высокую шумовую температуру усилителя (рисунок 5.3).

Результаты эксперимента по измерению шумовой температуры системы усиления в низкотемпературном криостате с применением дробового шума источника туннельного СИС перехода $Al/AlO_x/Al$ продемонстрировали возможность его использования в качестве источника дробового шума в интегральной микросхеме шумового калибратора на основе сверхпроводниковых источников, разработанной нами ранее. Проведенные эксперименты показали, что шумовая температура усилительной системы при сверхнизких температурах может существенно деградировать из-за использования охлаждаемых коммутаторов СВЧ, а также длинных кабелей, необходимых для эффективной терморазвязки. Это существенно меняет порог обнаружения слабых сигналов (сигналов квантового уровня), для исследования которых применяются подобные усилительные системы. По-видимому, подход, в котором сверхпроводящие кабели рассматриваются как «кабели без потерь», требует серьезной коррекции. Это следует считать одним из практически важных результатов, которые невозможно было бы получить без применения именно криогенного источника шума.

Эксперимент по измерению шумового сигнала позволил оценить эффективность пропускания системы коммутации коаксиальных кабелей в криостате растворения, а также провести апробацию разработанной структуры источника дробового шума на основе туннельного СИС перехода на основе трехслойной структуры $Al/AlO_x/Al$ с использованием буферного усилителя, работавшего при комнатной температуре. Данный эксперимент позволил выявить влияние правильного СВЧ-заземления печатных плат на пропускание широкополосного шумового сигнала, что было подтверждено дополнительным электродинамическим моделированием структуры в соответствии с полученными экспериментальными данными. Шумовая температура тестируемой усилительной системы оценена как 15 К при номинальном значении 3,6 К, что может быть объяснено как влияние терморазвязывающих кабелей длиной более 50 см, необходимых для правильного функционирования криостата растворения. Таким образом продемонстрировано, что шумовая термометрия с помощью специально подготовленного источника дробового шума на СИС переходе является удобным и эффективным инструментом для анализа цепей СВЧ при низких и сверхнизких температурах.

5.1.2 Исследование усилительной системы – источник дробового шума на основе туннельного СИС перехода + криогенный малошумящий усилитель с циркулятором на входе

В рамках следующих экспериментов было устранено влияние дефекта СВЧ заземления источника дробового шума. Конфигурация системы была оставлена без изменений, включая терморазвязывающие кабели, дающие серьезный вклад в шумовую температуру системы. Исследование усилительной системы, включающей источник дробового шума СИС перехода из алюминия и криогенный усилитель с коэффициентом усиления 26 дБ было проведено в диапазоне частот 1–2 ГГц на основе схемы измерения соединений источника дробового шума, представленной на рисунок 4.8. Нормальное сопротивление СИС перехода составляло 22 Ом. Эксперимент проводился при температуре криостата $T_{cr} = 1,5$ К, что выше критической температуры T_c алюминия. Поэтому шумы туннельного перехода включают также тепловой шум, возникающий при данной температуре (1.18). Печатная плата, содержащая чип источника дробового шума на основе туннельного СИС перехода, подключена на вход исследуемого криогенного усилителя через аттенуатор 3 дБ, находящийся на ступени 20 мК, посредством коаксиальных кабелей. На выходе криогенного усилителя вне криостата был установлен дополнительный усилитель, работающий при комнатной температуре. Усилительная система включала также коаксиальные кабели общей длиной около 3,5 м, часть из которых сверхпроводящие кабели длиной примерно 0,25 и 0,5 м с потерями $\sim 0,75$ дБ/м при комнатной

температуре, а остальное – кабели, передающие сигнал на анализатор сигналов с выхода криогенного усилителя при комнатной температуре с потерями $\sim 0,6$ дБ/м (всего около 2,5 м с потерями 1,5 дБ).

Был проведен эксперимент, где в качестве «комнатного» усилителя использовались два разных усилителя: усилитель Mini Circuits Low Noise Amplifier ZHL-1217MLN (далее ZHL-1217MLN) и усилитель Mini Circuits Wideband Amplifier ZVA-183-S+ (далее ZVA-183-S+) (характеристики усилителей представлены в таблице 5.3). Коэффициент шума усилителя F_{dB} , выраженный в дБ, соотносится с шумовой температурой T_{noise} , выраженной в кельвинах, по следующей формуле:

$$T_{noise} = T_0(10^{(F_{dB}/10)} - 1), \quad (5.1)$$

где T_0 – температура окружающей среды испытуемого устройства.

Таблица 5.3. Характеристики усилителей, работающих при комнатной температуре

Параметр	Mini Circuits Low Noise Amplifier ZHL-1217MLN	Mini Circuits Wideband Amplifier ZVA-183-S+
Полоса частот, ГГц	1,2 – 1,7	0,7 – 18
Коэффициент усиления, дБ	30	24–26
Коэффициент шума, дБ	1,5 (max)	3,0 (5,5 max)
Шумовая температура, К	122,9	296,6

Коэффициент прохождения сигнала от физического источника шума – от туннельного барьера СИС перехода, был рассчитан с применением электродинамического моделирования источника дробового шума, включающего цепи подключения к печатной плате и саму плату, на которую вмонтирован чип с СИС переходом размером 3×3 мкм² (рисунок 5.5), толщина слоев алюминия 35 и 60 нм, заземленной четырьмя СВЧ заземлениями к ступени криостата с температурой 20 мК (идеальное заземление четырьмя винтами) (рисунок 5.6), в диапазоне частот 1–2 ГГц в программе Cadence AWR Design Environment, представлен на рисунок 5.7.

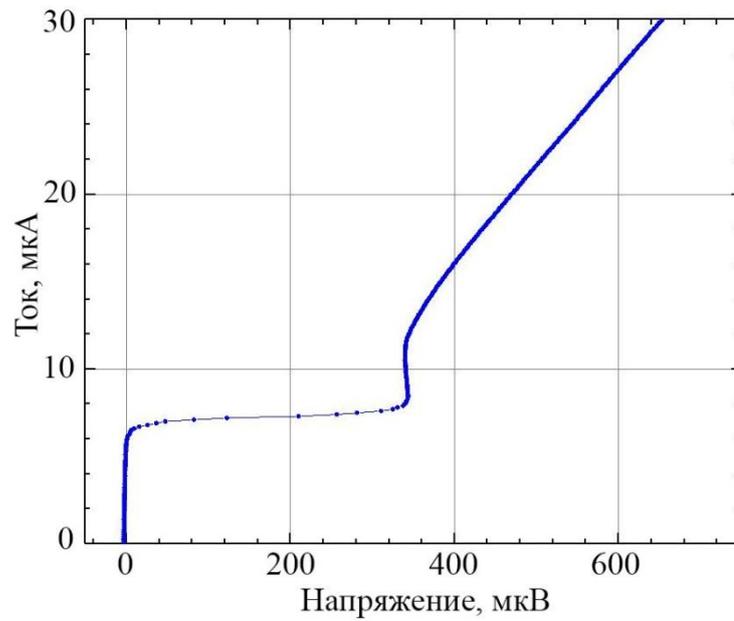


Рисунок 5.5 – Вольтамперная характеристика СИС перехода из алюминия, выступающего в качестве исследуемого источника дробового шума

Параметры исследуемого туннельного СИС перехода из алюминия соответствуют следующим значениям: критический ток 17 мкА, нормальное сопротивление 22 Ом.

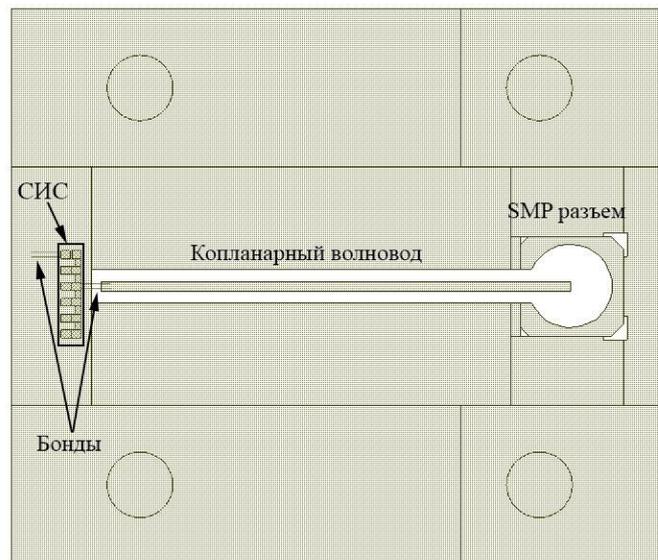


Рисунок 5.6 – Топология источника дробового шума на основе чипа туннельного СИС перехода (слева) и печатной платы (Rogers TMM-10) в среде электромагнитного моделирования слоистых структур Cadence AWR Design Environment

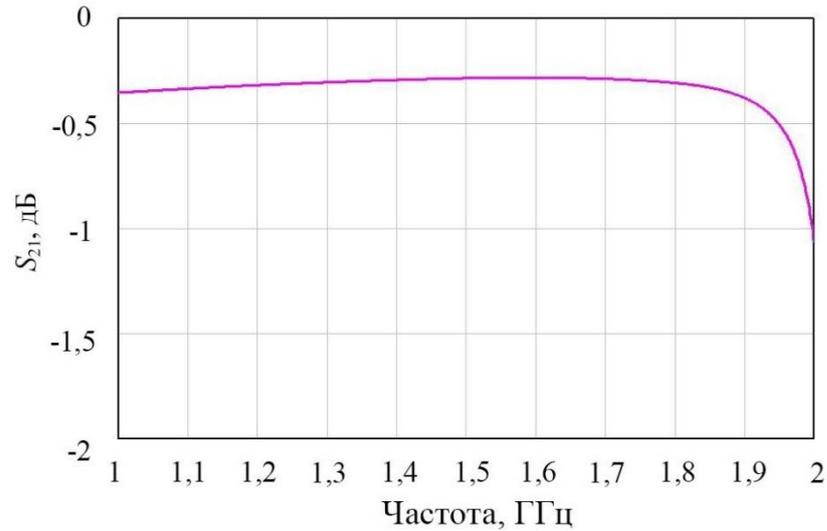


Рисунок 5.7 – Коэффициент прохождения сигнала источника дробового шума, полученный в результате моделирования структуры с рисунок 5.6

Экспериментальные данные частотной зависимости мощности шума (спектральная плотность шума в полосе 3 МГц) СИС перехода, измеренная на выходе усилительной системы, состоящей из криогенного усилителя и дополнительного комнатного усилителя ZHL-1217MLN представлены на рисунок 5.8. По экспериментальным данным была вычислена эквивалентная шумовая температура T_n (спектральная плотность шума) усилительной системы, включающая вклад коэффициента ослабления шумового сигнала от источника $S_{21 lin}$ (рисунок 5.7) и вклад холодного аттенюатора 3 дБ, но без учета буферных усилителей, вычислена методом двух отсчетов по формулам (4.3)–(4.5) и представлена на рисунок 5.9. Заметим, что метод двух отсчетов не требует знания абсолютной мощности на выходе системы – нужны лишь параметры входного сигнала

Эквивалентные температуры шума туннельного СИС перехода T_{cold} и T_{hot} рассчитаны исходя из линейной зависимости от тока и вклада теплового шума, генерируемого в туннельном переходе при физической температуре образца 1,5 К по формулам (4.2) и (1.18).

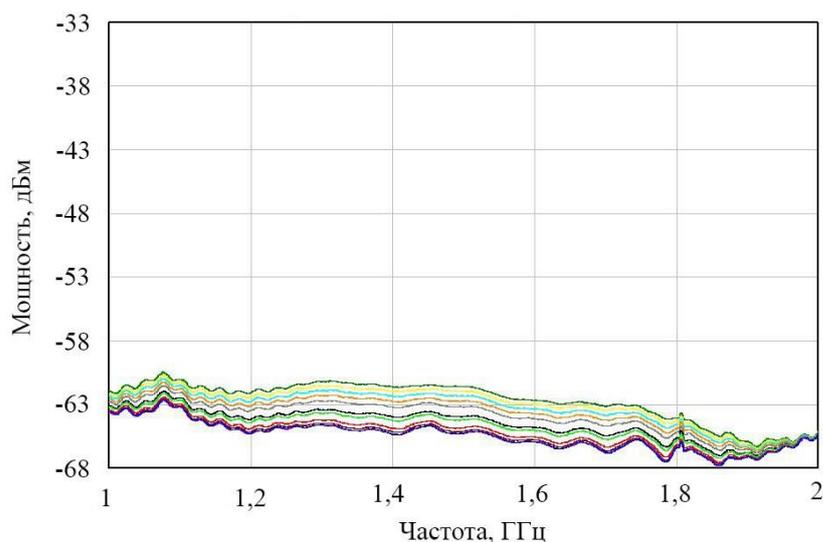


Рисунок 5.8 – Частотная зависимость мощности шума источника дробового шума на выходе исследуемой усилительной системы с дополнительным комнатным усилителем ZHL-1217MLN (эксперимент при $T_{cr} = 1,5$ К)

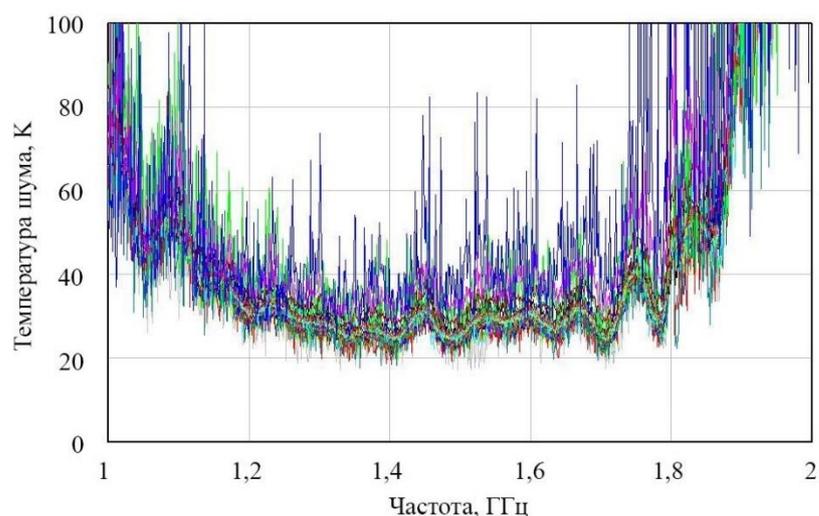


Рисунок 5.9 – Частотная зависимость шумовой температуры исследуемой усилительной системы с использованием комнатного усилителя ZHL-1217MLN с учетом коэффициента прохождения и холодного аттенюатора (эксперимент при $T_{cr} = 1,5$ К)

Шумовая температура исследуемой усилительной системы, состоящей из криогенного усилителя и аттенюатора 3 дБ, полученная по данным измерения источника дробового шума на основе СИС перехода с использованием комнатного усилителя ZHL-1217MLN, согласно рисунок 4.8, может быть оценена как 20–30 К.

Экспериментальные кривые частотной зависимости мощности шума СИС перехода на выходе исследуемой усилительной системы, состоящей из криогенного усилителя и

дополнительного комнатного усилителя ZVA-183-S+ представлены на рисунок 5.10. Частотная зависимость шумовой температуры усилительной системы, вычисленная по экспериментальным данным с учетом вклада коэффициента ослабления шумового сигнала от источника $S_{21 lin}$ (рисунок 5.7) и вклада холодного аттенюатора 3 дБ, но без учета буферных усилителей, представлена на рисунок 5.11. Абсолютный уровень сигнала изменился из-за разницы в коэффициенте усиления комнатных усилителей.

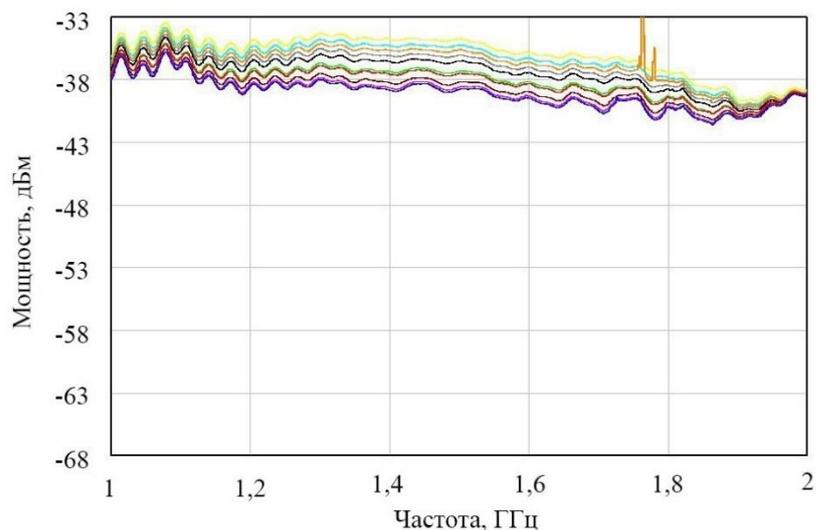


Рисунок 5.10 – Частотная зависимость мощности шума источника дробового шума на выходе усилительной системы с комнатным усилителем ZVA-183-S+ (эксперимент при $T_{cr} = 1,5$ К)

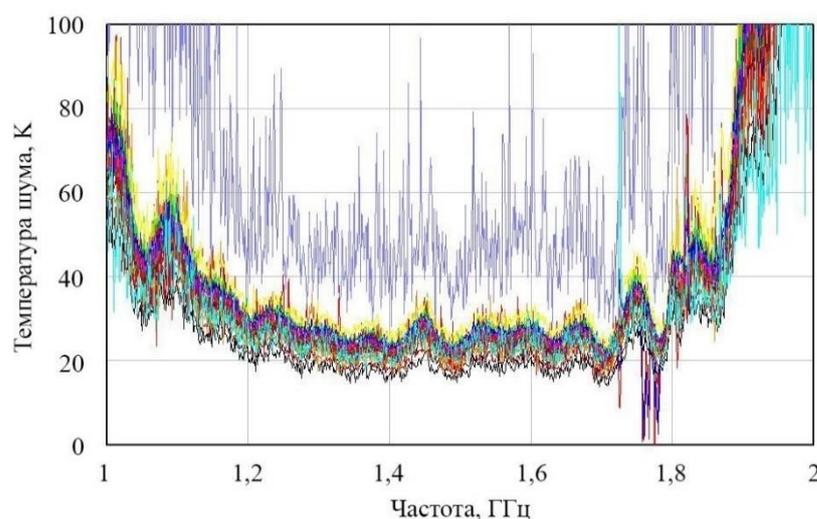


Рисунок 5.11 – Частотная зависимость шумовой температуры исследуемой усилительной системы с использованием комнатного усилителя ZVA-183-S+ с учетом коэффициента прохождения и холодного аттенюатора (эксперимент при $T_{cr} = 1,5$ К)

Шумовая температура исследуемой усилительной системы, полученная по данным измерения источника дробового шума на основе СИС перехода с использованием комнатного усилителя ZVA-183-S+, может быть оценена как 15–20 К. Такой вывод означает, что способом подключения (длиной и качеством кабелей) и собственными шумами оконечного усилителя в данной конфигурации системы нельзя пренебрегать. Исходя из того, что собственные шумы используемых комнатных усилителей известны, можно вычислить их вклад в шумы системы, приведенные к ее входу – к точке подключения источника шума (туннельного СИС перехода). Вклад первого усилителя ZHL-1217MLN в шумы системы составляет 0,6 К, а второго ZVA-183-S+ составляет 1,5 К.

Эксперимент по измерению частотных зависимостей мощности шума источника дробового шума на выходе исследуемой усилительной системы был повторен при температуре криостата 29 мК. Использовались также два «комнатных» усилителя: усилитель ZHL-1217MLN и усилитель ZVA-183-S+ и схема системы, представленная на рисунок 4.8.

Экспериментальные кривые частотной зависимости мощности шума СИС перехода на выходе исследуемой усилительной системы, состоящей из криогенного усилителя и дополнительного комнатного усилителя ZHL-1217MLN и усилителя ZVA-183-S+ представлены на рисунок 5.12 и рисунок 5.13 соответственно.

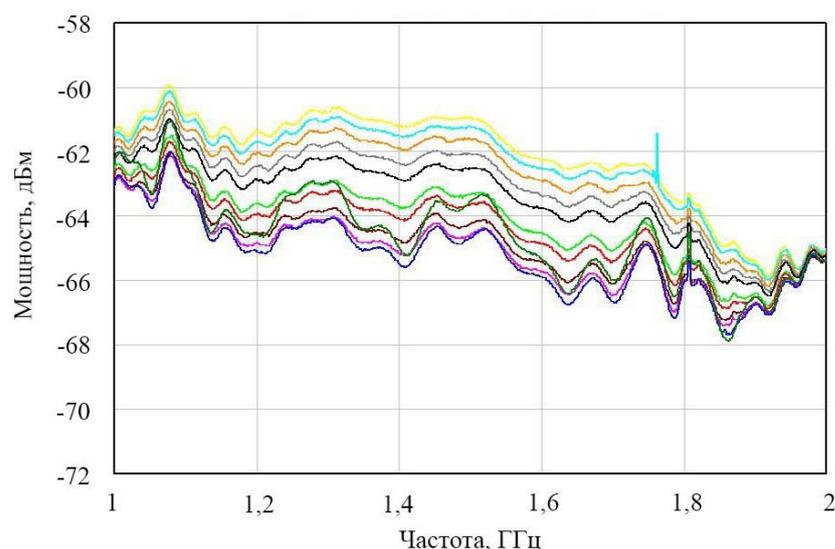


Рисунок 5.12 – Частотная зависимость мощности шума источника дробового шума на выходе усилительной системы с комнатным усилителем ZHL-1217MLN (эксперимент при $T_{cr} = 29$ мК)

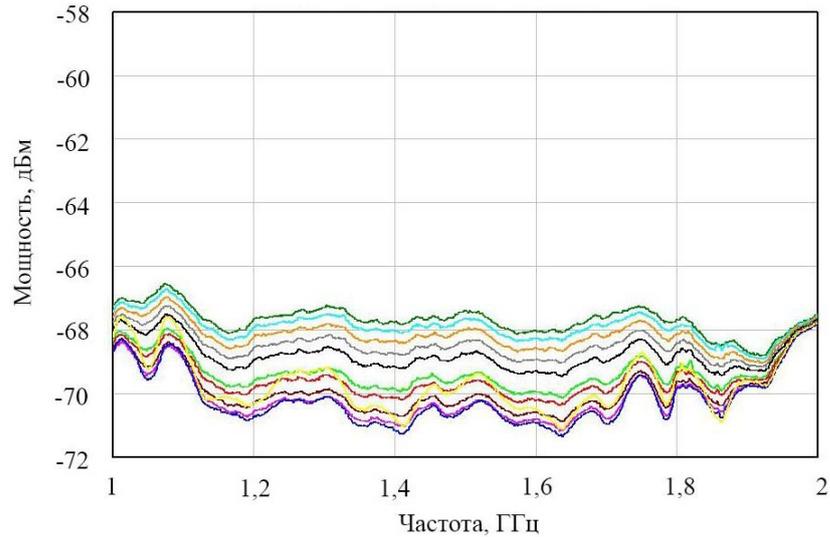


Рисунок 5.13 – Частотная зависимость мощности шума источника дробового шума на выходе усилительной системы с комнатным усилителем ZVA-183-S+ (эксперимент при $T_{cr} = 29$ мК)

Рассчитанная шумовая температура усилительной системы с комнатным усилителем ZHL-1217MLN при температуре 29 мК может быть оценена как 8–20 К (рисунок 5.14). Шумовая температура усилительной системы – криогенный усилитель, аттенюатор, усилитель ZVA-183-S+ – при температуре 29 мК может быть оценена как 13–25 К (рисунок 5.15).

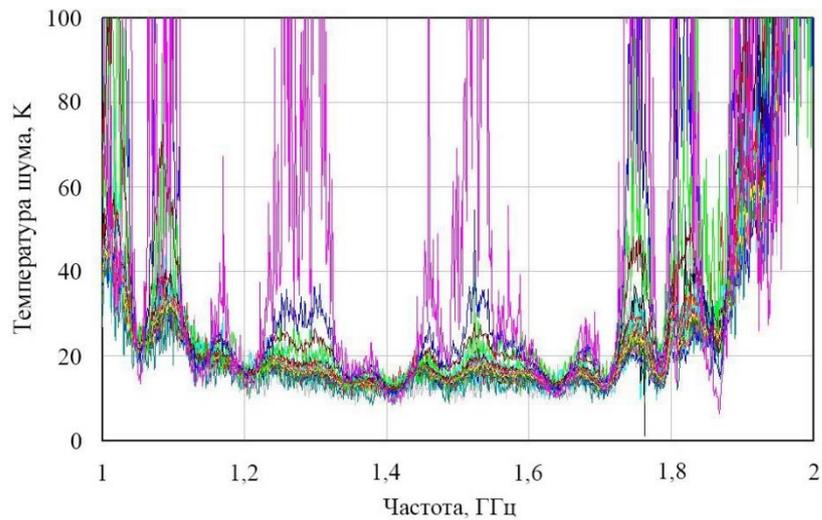


Рисунок 5.14 – Частотная зависимость шумовой температуры исследуемой усилительной системы с использованием комнатного усилителя ZHL-1217MLN с учетом коэффициента прохождения и холодного аттенюатора (эксперимент при $T_{cry} = 29$ мК)

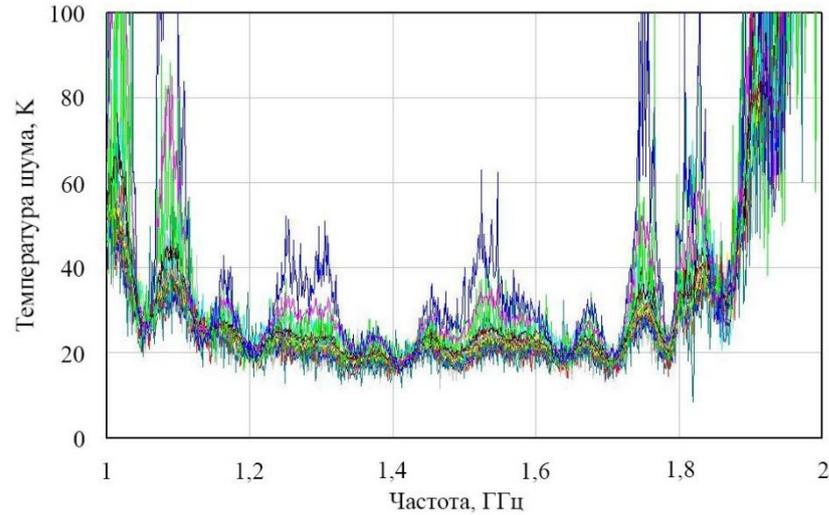


Рисунок 5.15 – Частотная зависимость шумовой температуры исследуемой усилительной системы с использованием комнатного усилителя ZVA-183-S+ с учетом коэффициента прохождения и холодного аттенюатора (эксперимент при $T_{cr} = 29$ мК)

Также была проверена конфигурация усилительной системы, при которой комнатный усилитель ZHL-1217MLN устанавливался вблизи выхода криостата, экспериментальные кривые частотной зависимости мощности шума подобной усилительной системы и расчетные кривые частотной зависимости шумовой температуры усилительной системы представлены на рисунок 5.16 и рисунок 5.17.

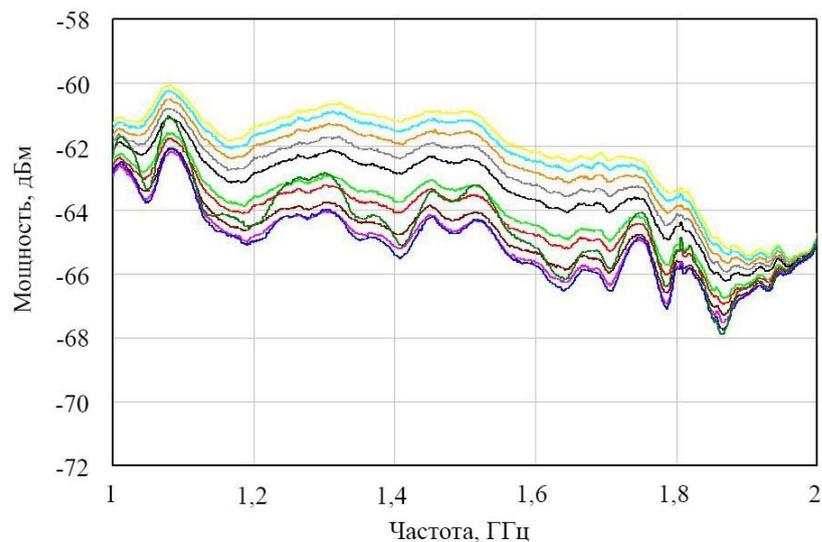


Рисунок 5.16 – Частотная зависимость мощности шума источника дробового шума на выходе усилительной системы с комнатным усилителем ZHL-1217MLN, установленным вблизи выхода криостата (эксперимент при $T_{cr} = 29$ мК)

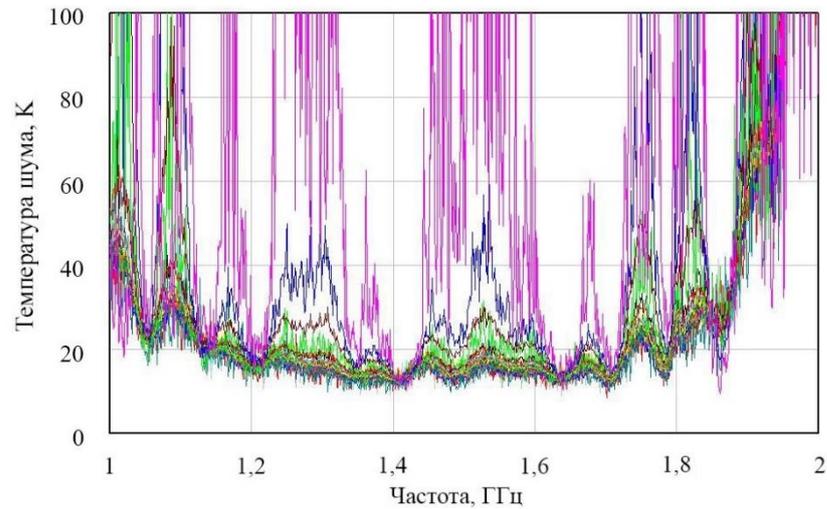


Рисунок 5.17 – Частотная зависимость шумовой температуры исследуемой усилительной системы с комнатным усилителем ZHL-1217MLN, установленным вблизи выхода криостата (эксперимент при $T_{cr} = 29$ мК)

Шумовая температура подобной усилительной системы при температуре 29 мК немного выше системы с другим расположением усилителя усилителем ZHL-1217MLN и может быть оценена как 9–25 К.

Проведённое сравнение отклика на одинаковый шумовой сигнал, подаваемый на вход малошумящего криогенного усилителя, с использованием разных буферных усилителей при комнатной температуре позволил определить истинную шумовую температуру криогенного усилителя. Значение шумовой температуры криогенного усилителя с усилением 26 дБ с учетом все параметров узлов усилительной системы было определено как 4,45 К. В результате обработки полученных экспериментальных данных был сделан один из важных выводов: установлено, что при использовании регистраторов сигнала с уровнем шума около -140 дБ необходимо использовать усилительную систему с коэффициентом усиления не менее 73 дБ, что позволит устранить вклад шумов регистратора сигнала не влиять на температурный режим криостат.

5.2 Эксперимент по исследованию термодинамического источника на основе ниобиевого микроизлучателя

Исследование сверхпроводящего микроизлучателя на основе микромостика из пленки ниобия проводилось по схеме на рисунок 4.10. Определенная резонансная частота резонатора в полученном тестовом образце микромостика из тонкой пленки ниобия (толщина 15 нм) с температурой критического перехода 6,76 К вблизи данной температуры при 6,5 К и подаваемой

мощности -30 дБм составила $1,3692$ ГГц (рисунок 5.18). Ширина резонанса в середине глубины составила $0,43$ МГц.

Резонансная частота данного тестового образца микромостика из ниобия при температуре $1,3$ К и подаваемой мощности -60 дБм составила $1,3892$ ГГц (рисунок 5.19 первый резонанс). При этом частота, соответствующая третьему резонансу рассчитана как $4,1676$ К, что согласно экспериментальным данным коэффициента пропускания соответствует $4,1655$ К.

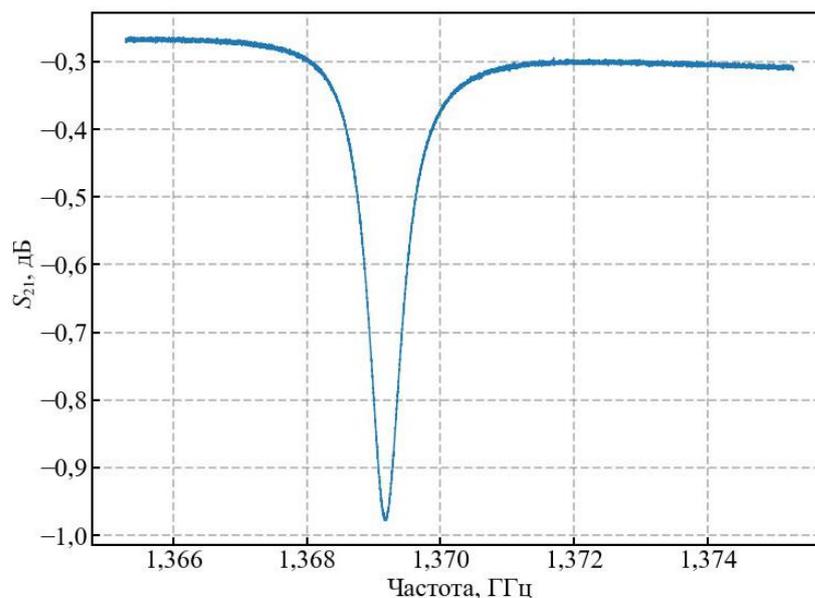


Рисунок 5.18 – Коэффициент пропускания сигнала термодинамического источника на основе микромостика из ниобия при температуре $6,5$ К и подаваемой мощности -30 дБм

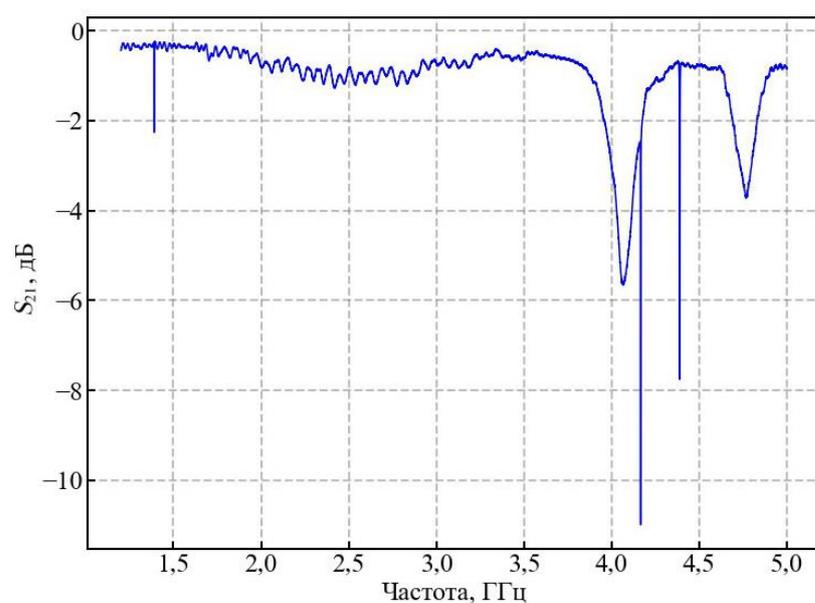


Рисунок 5.19 – Коэффициент пропускания сигнала термодинамического источника на основе микромостика из ниобия при температуре $1,3$ К

При постепенном увеличении мощности, подаваемой на чип, уменьшается добротность резонатора, регистрируемая посредством S_{21} . Это означает увеличение потерь в резонаторе, что ассоциируется с ростом сопротивления микромостика вследствие его разогрева. В области малых мощностей ($-50... -45$ дБм), не наблюдается изменения значения S_{21} при всех температурах чипа в диапазоне $1,3-6,5$ К (рисунок 5.20), что означает отсутствие разогрева мостика и электронная подсистема микромостика тоже не меняется и имеет температуру чипа. Однако при изменении температуры чипа значение S_{21} возрастает из-за изменения концентрации квазичастиц в ниобиевом резонаторе. Эффект «холодного» мостика, который предположительно находится в сверхпроводящем состоянии, и резонатора с потерями позволяет выделить собственные потери резонатора. Эти потери чрезвычайно малы и их целесообразно сравнить с предсказанием теории Матис-Бардина для ниобия $\sim 10^{-4}$ при температуре 1 К [65].

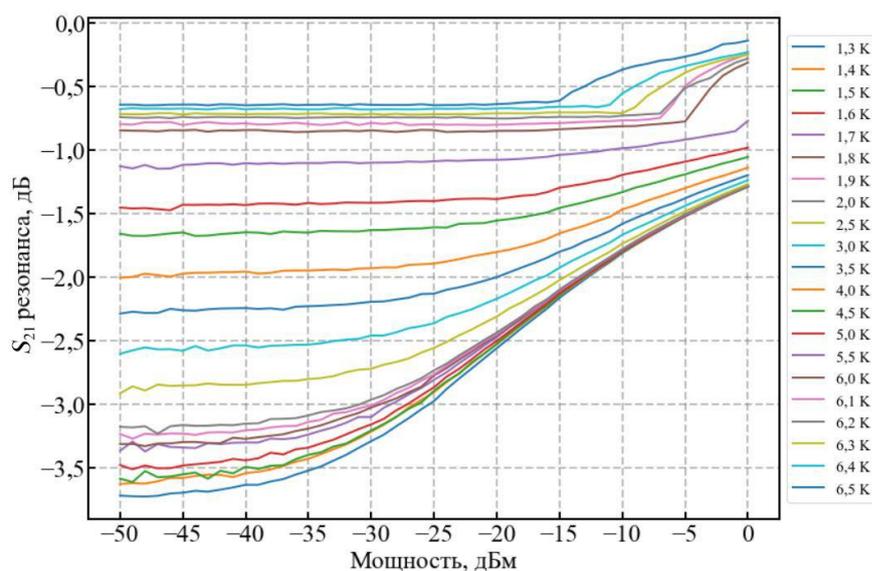


Рисунок 5.20 – Зависимость глубины резонанса от подаваемой на источник термодинамического излучения на основе мостика из ниобия мощности при разных температурах

Коэффициент пропускания сигнала с чипа источника термодинамического источника на основе микромостика из ниобия, вблизи резонансной частоты $1,3892$ К измерен в диапазоне температур $1,3-6,5$ К с подаваемой мощностью $-50...0$ дБм. Коэффициент S_{21} , соответствующий высоте резонанса в зависимости от температуры и подаваемой мощности, представлен в виде 3D поверхности на рисунок 5.21.

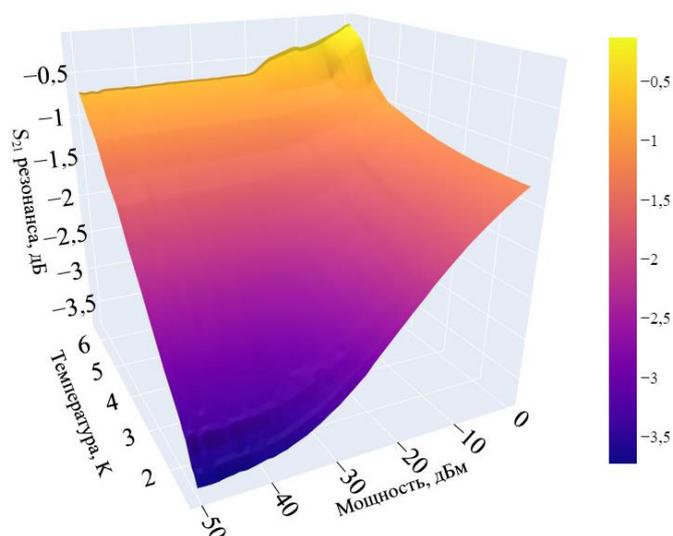


Рисунок 5.21 – Сводная 3D поверхность зависимости высоты резонанса источника термодинамического шума на основе микромостика из ниобия в диапазоне температур 1,3–6,5 К с подаваемой мощностью –50...0 дБм

Определение параметров микромостика из ниобия в резонаторе затруднительно, так как прямое измерение импеданса мостика провести не представляется возможным с помощью имеющихся средств. Искомое значение импеданса микромостика может быть определено посредством сравнения результатов экспериментального исследования и электродинамического моделирования с использованием эквивалентной схемы структуры, например, в среде Cadence AWR Design Environment. Исходными (измеряемыми) параметрами схемы являются топология чипа и значения коэффициента рассеяния S_{21} и мощности накачки резонатора, поступающей на чип от векторного анализатора цепей. Современные методы электродинамического моделирования с достаточной (необходимой) точностью позволяют вычислить значение мощности, поступающей на микромостик, при условии известного значения его импеданса, что определяет значение S_{21} . Таким образом, возможно реализовать подбор импеданса для соответствия его полученным экспериментальным данным.

Однако полный расчет электродинамической структуры занимает большое время (десятки минут) и не позволяет оптимизировать ее геометрические параметры, например, подобрать точную резонансную частоту. Для оперативного расчета возможно разбиение структуры на цепочку последовательных элементов: связующий элемент, резонатор (четвертьволновой отрезок копланарной линии), блок терагерцовой антенны с полосно-заграждающими фильтрами и микромостик.

Электродинамическое моделирование с материалами с чрезвычайно малыми потерями обладает недостаточной точностью (потерей точности). В связи с этим целесообразно

использовать для проводников материал ПЕС (perfect electrical conductor – идеальный электрический проводник) и вводить потери в виде сосредоточенного сопротивления. Несложно показать, что в полосе частот высокодобротного резонатора ($Q \sim 10^4$) использование эквивалентной схемы из сосредоточенных элементов дает результат, с необходимой точностью совпадающий с решением для распределенной цепи.

Согласно формулам (2.11) и (2.20), мощность, излучаемая микроизлучателем с электронной температурой T_e , определяется мощностью, подаваемой на источник P_{vna} с векторного анализатора цепей и поступившей на источник S_{31} , с учетом потерь кабелей и ослабления аттенюатора A_1 :

$$P(T) = G(T_e - T_0) = P_{vna} S_{31} A_1, \quad (5.2)$$

где $T_0 = T_{cr}$ – температура подложки равна температуре криостата;

A_1 – потери кабеля и аттенюаторов.

Если применять метод постоянной добротности, то электронную температуру микроизлучателя следует считать фиксированной, $T_e = const$:

$$T_e = T_{cr} + \frac{P_{vna} S_{31} A_1}{G}. \quad (5.3)$$

и определение теплопроводности между пленкой микроизлучателя и подложкой G становится возможным, если при температурах криостата T_{cr1} и T_{cr2} удастся подобрать мощность воздействия, дающую одинаковые потери (ту же добротность):

$$G = \frac{P_{vna2} S_{312} A_1 - P_{vna1} S_{311} A_1}{T_{cr2} - T_{cr1}}. \quad (5.4)$$

Значение мощности, поступившей на микроизлучатель S_{31} , определена из электродинамической модели микросхемы сверхпроводящего термодинамического источника в соответствии с экспериментальными данными.

Поскольку микромостик является согласованным с терагерцовой двущелевой планарной антенной, он может выступать как излучателем, так и приемником излучения. Теплопроводность микростика из ниобия при температурах 1,3 и 2 К была измерена методом (5.4) и составила $7,38 \times 10^{-10}$ Вт/К. Мощность, эквивалентная шуму, NEP микроизлучателя из ниобия в режиме детектирования при полосе 1 Гц может быть оценена, используя значение G как $4,04 \times 10^{-16}$ Вт/ $\sqrt{\text{Гц}}$.

5.3 Исследование термодинамического источника на основе тонкой резистивной пленки поглотителя на диэлектрической подложке и RF TES болометр из гафния

В качестве первого шага по исследованию экспериментальных образцов болометрического детектора с микромостиком из гафния была проведена проверка резонансной частоты отдельно резонатора из ниобия, изготовленного на той же подложке, что и чипы со структурой микромостика. Эксперимент был проведен по той же схеме, что и эксперимент по исследованию микромостика из ниобия в двущелевой антенне в резонаторе из ниобия (рисунок 4.10). Резонансная частота ниобиевого резонатора из структуры болометрического детектора при подаваемой мощности -30 дБ и температуре $1,3$ К составила $1,479$ ГГц (рисунок 5.22), расчетная частота резонатора – $1,48$ ГГц.

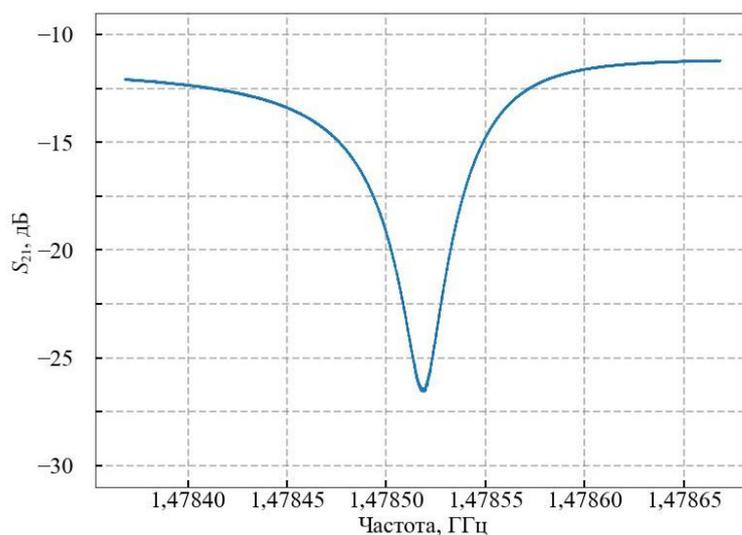


Рисунок 5.22 – Частотная зависимость коэффициента прохождения сигнала резонатора из ниобия при подаваемой мощности -30 дБм

Исследование эффективности болометрического детектора с микромостиком из гафния проводилось по схеме, представленной на рисунок 4.13. Резонансная частота чипа с микромостиком из гафния в резонаторе из ниобия при температуре 50 мК составила $1,4555$ ГГц. Коэффициент пропускания сигнала с болометрического детектора измеряется в диапазоне температур подложки 50 – 200 мК вблизи резонансной частоты $1,4555$ ГГц с подаваемой мощностью -70 дБм (рисунок 5.23).

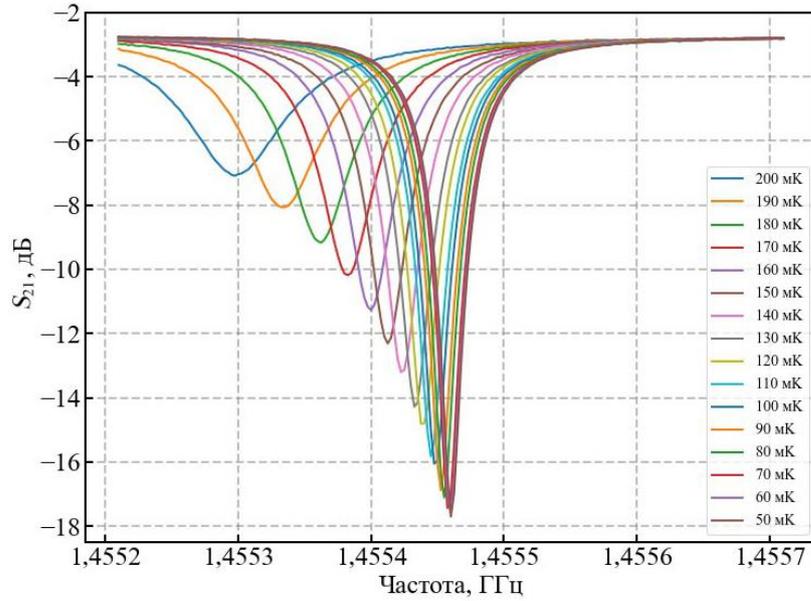


Рисунок 5.23 – Частотная зависимость коэффициента пропускания сигнала болометрического детектора с микромостиком из гафния от температуры подложки

Измерения коэффициента пропускания детектора как отклика на термодинамическое излучение тестового источника резистивной пленки на сапфировой подложке проводится при температурах 150 мК, 100 мК и 70 мК при подаваемой мощности -50 дБм, -55 дБм и -55 дБм, соответственно, при разогреве тестового термодинамического источника постоянным током в диапазоне 1–2,5 мА (рисунок 5.24, рисунок 5.25, рисунок 5.26).

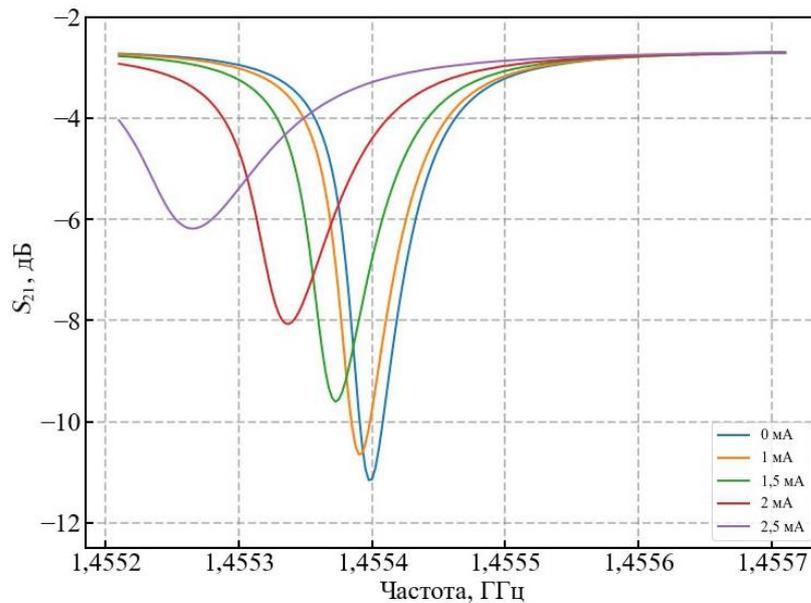


Рисунок 5.24 – Частотная зависимость коэффициента пропускания сигнала болометрического детектора с микромостиком из гафния при температуре подложки 150 мК и подаваемой

мощности -50 дБм при разогреве тестового термодинамического источника постоянным током
в диапазоне $1-2,5$ мА

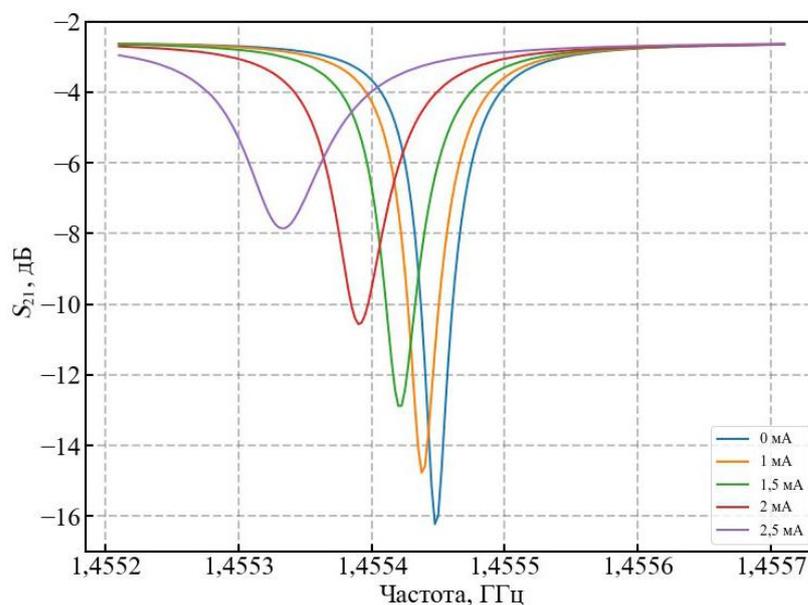


Рисунок 5.25 – Частотная зависимость коэффициента пропускания сигнала болометрического детектора с микромостиком из гафния при температуре подложки 100 мК и подаваемой мощности -55 дБм при разогреве тестового термодинамического источника постоянным током в диапазоне $1-2,5$ мА

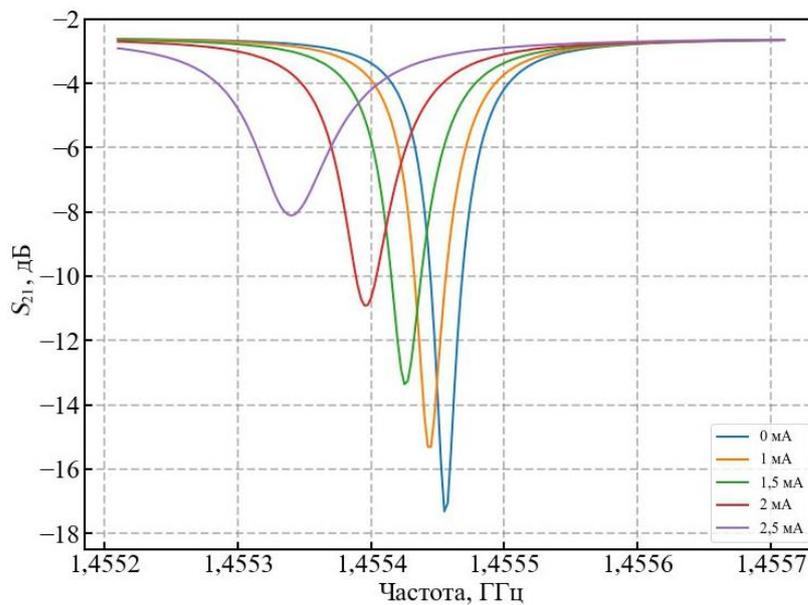


Рисунок 5.26 – Частотная зависимость коэффициента пропускания сигнала болометрического детектора с микромостиком из гафния при температуре подложки 70 мК и подаваемой мощности -55 дБм при разогреве тестового термодинамического источника постоянным током в диапазоне $1-2,5$ мА

Измеренная термометром физическая температура термодинамического излучателя в виде резистивной тонкой пленки на диэлектрической подложке (рисунок 4.12) при разогреве постоянным током до значений 1 мА, 1,5 мА, 2 мА, 2,5 мА составляет 6,2 К, 8,8 К, 11,3 К и 13,7 К соответственно.

При подаче большого уровня мощности -45 дБм на детектор происходит изменение формы резонанса при температуре 70 мК и разогреве постоянным током в диапазоне 1 – $2,5$ мА (рисунок 5.27).

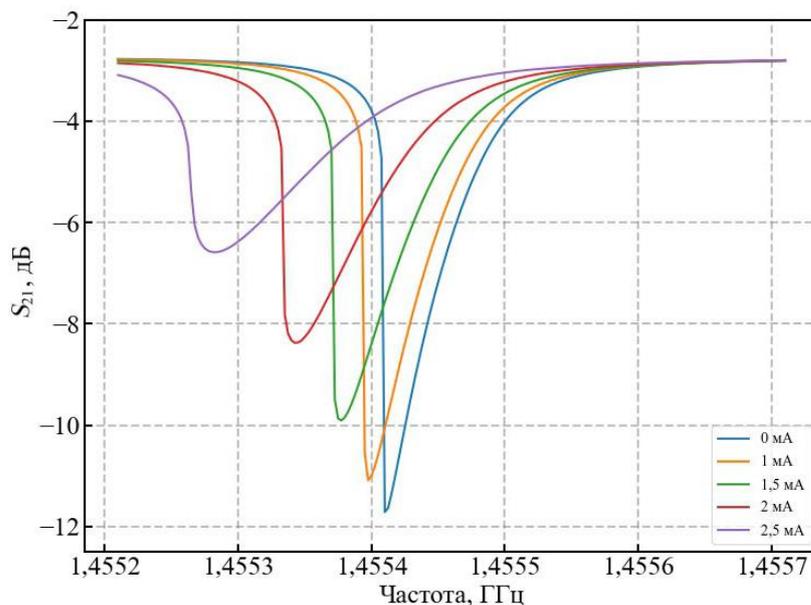


Рисунок 5.27 – Частотная зависимость коэффициента пропускания сигнала болометрического детектора с микромостиком из гафния при температуре подложки 70 мК и подаваемой мощности -45 дБм при разогреве тестового термодинамического источника постоянным током в диапазоне 1 – $2,5$ мА

Частотная зависимость коэффициента пропускания сигнала болометрического детектора с микромостиком из гафния при температуре подложки 70 мК в отсутствии излучения тестового термодинамического мостика от подаваемой мощности -55 ... -40 дБм представлена на рисунок 5.28.

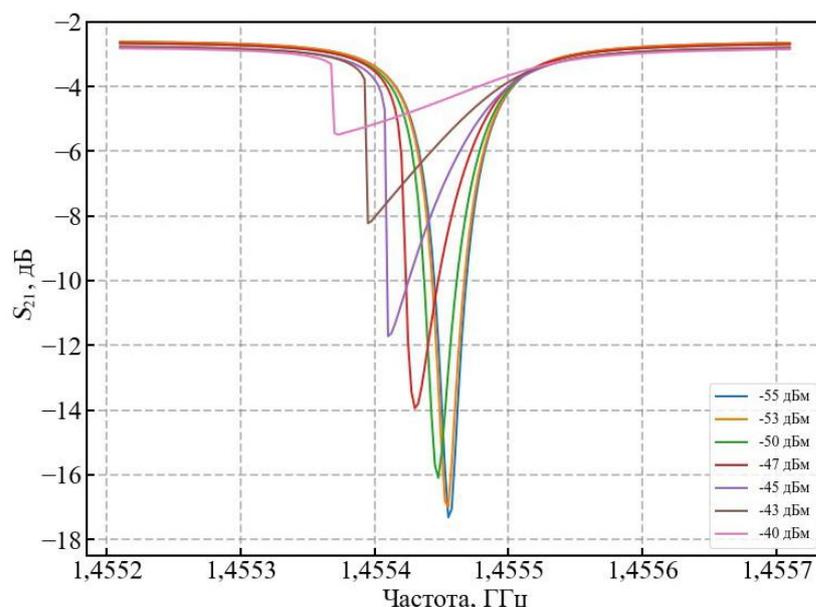


Рисунок 5.28 – Частотная зависимость коэффициента пропускания сигнала болометрического детектора с микромостиком из гафния при температуре подложки 70 мК в зависимости от подаваемой мощности $-55 \dots -40$ дБм

Из графика видно, что при подаваемой мощности выше -47 дБм происходит изменение формы резонанса, что можно объяснить очень сильным эффектом кинетической индуктивности (мягкая нелинейность), источник которой на сегодня еще не понят.

Усиления мощности на выходе болометрического детектора, как отношения разниц приращения выходной мощности ΔP_{out} (регистрируемый сигнал) к приращению мощности излучения чернотельного пленочного поглотителя $\Delta P_{чТ}$ (с учетом формул (2.8) и (2.9)), было рассчитано применительно к различным значениям разогрева чернотельного излучателя (токи разогрева 0–2 мА, шаг 0,2 мА) (рисунок 5.29).

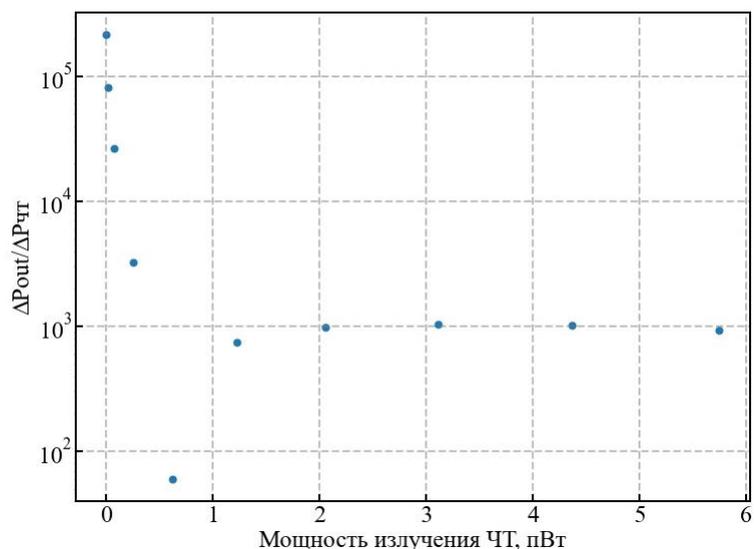


Рисунок 5.29 – Зависимость отношения приращения выходной мощности от мощности излучения термодинамического источника пленки поглотителя на диэлектрической подложке при различных значениях тока разогрева

Мощность термодинамического излучения пленки поглотителя на диэлектрической подложке $P_{чт}$ при разогреве током 2 мА рассчитана как 5,7 пВт в более широком диапазоне частот планарной терагерцовой антенны болометрического детектора 550–750 ГГц. При разогреве тонкопленочного поглотителя до 2 мА коэффициент преобразования входной мощности, рассчитанный по апробированной методике [35], которая включает отношение приращения выходной мощности детектора на несущей частоте 1,5 ГГц к мощности чернотельного источника, составил несколько порядков ($\sim 10^3$), что является уникальным результатом, требующим дальнейшего изучения.

Заключение

1. В области шумовой термометрии использование микроабсорбера кардинально снижает уровень тепловыделения и повышает скорость изменения температуры такого термодинамического источника; температура может быть определена по измеренной теплопроводности и току разогрева, используя метод токового гистерезиса сверхпроводящего пленочного микромостика. На основании предложенной концепции был получен патент 2757756 «Сверхпроводящий источник термодинамического шума».

2. Шумовой сигнал калибровочного качества, не зависящий от окружающей температуры, может быть получен при использовании сверхпроводящего туннельного перехода на основе трехслойной структуры $Al/AlO_x/Al$, обеспечивающего шумовой сигнал с эффективной температурой ниже 2 К благодаря небольшому значению щелевого напряжения сверхпроводящего алюминия.

3. Проблема калибровки физической температуры термодинамического источника шума без использования термометра может быть эффективно решена новым методом взаимной внутренней калибровки, где в качестве первичного калибратора использован сверхпроводящий туннельный переход, в котором при достаточно низкой температуре спектральная плотность мощности дробового шума не зависит от физической температуры. Предложенная модель и практическая топология устройства калибратора была запатентована – патент 2757858 «Сверхпроводящий источник высокочастотного шума».

4. Проведена оптимизация технологических этапов изготовления сверхпроводящих микросхем для используемых материалов. Подтверждена возможность изготовления туннельных СИС переходов на основе трехслойной структуры $Al/AlO_x/Al$ методом прямого осаждения с разрывом вакуумного цикла. По разработанной модели изготовлен источник дробового шума на основе туннельного СИС перехода из алюминия.

5. Калибровка шумов на выходе усилительной системы с источником дробового шума туннельным СИС переходом с учетом свойств соединительных цепей позволяет выявить проблемные места при сверхнизких температурах, возникающие, например, из-за термических стрессов в процессе охлаждения и которые нельзя обнаружить при комнатной температуре. В результате обработки полученных экспериментальных данных был также установлен критерий для необходимого коэффициента усиления системы – не менее 73 дБ, что позволит устранить вклад шумов регистраторов сигнала с уровнем шума около –140 дБ.

6. Нагрев термодинамического источника – сверхпроводящего микромостика из ниобия – СВЧ током на частоте 1,3 ГГц и использование метода постоянной добротности позволяет определить теплопроводность и физическую (эффективную) температуру такого мостика.

Подобный термодинамический излучатель также может быть использован в качестве RF TES детектора. Мощность эквивалентная шуму NEP микроизлучателя из ниобия в режиме детектирования при полосе 1 Гц составит $4,04 \times 10^{-16}$ Вт/ $\sqrt{\text{Гц}}$.

7. Методы измерения собственных шумов терагерцовых детекторов предложено усовершенствовать с использованием в качестве термодинамического источника серого тела с коэффициентом черноты 50%, достигаемого двухсторонним покрытием сапфировой подложки толщиной 500 мкм пленкой с поверхностным сопротивлением 200 Ом/□. Продемонстрировано детектирование оптического сигнала с помощью болометрического детектора с планарным резонатором из ниобия, нагруженного микромостиком из гафния на частоте 1,5 ГГц, одновременно согласованного с планарной двущелевой антенной диапазона частот 550–750 ГГц, при температуре детектора 200 мК, что доказывает, как эффективность термодинамического излучателя, так и высокую чувствительность детектора.

8. Проведенная апробация разработанных сверхпроводящих источников шума микроизлучателя и туннельного СИС перехода, позволяет применить их в дальнейшем как компоненты разработанной схемы устройства внутренней калибровки. Подобное устройство калибровки может быть интегрировано как функциональный блок в составе более сложной микросхемы, например, для калибровки матричного излучающего детектора.

Список опубликованных работ по теме диссертации

1. Ким Т. М., Шитов С. В. Сверхпроводящий источник шума для сверхнизких температур. // Письма в Журнал Технической Физики. – 2021. – 24. – с. 13–16. DOI: 10.21883/PJTF.2021.24.51791.18897. (Т. М. Kim, S. V. Shitov. Superconducting noise-source for ultra-low temperatures. Technical Physics Letters, 2022. Vol. 48, No. 15, pp. 54–57. DOI: 10.21883/TPL.2022.15.55282.18897)

2. Меренков А. В., Шитов С. В., Чичков В. И., Ермаков А. Б., Ким Т. М., Устинов А. В. Сверхпроводящий резонатор с микромостиком из гафния при температурах 50-350 мК // Письма в журнал технической физики – 2018. – 44. – 13. – с. 59–67. DOI: 10.21883/PJTF.2018.13.46328.17149. (Merenkov A. V., Shitov S. V., Chichkov V. I., Ermakov A. B., Kim T. M., Ustinov A. V. A Superconducting Resonator with a Hafnium Microbridge at Temperatures of 50–350 mK. Technical Physics Letters, 2018 Vol. 44, No. 7, pp. 581–584. DOI: 10.1134/S106378501807012X)

3. Меренков А. В., Ким Т. М., Чичков В. И., Калинин С. В., Шитов С. В. Сверхпроводящий болометрический детектор с высокочастотным считыванием при температуре 400мК // Физика твердого тела. – 2022. – 64. – 10. – с. 1404–1411. DOI: 10.21883/FTT.2022.10.53081.50НН. (Merenkov A. V., Kim T. M., Chichkov V. I., Kalinkin S. V., Shitov S. V., Superconducting bolometer with high-frequency readout circuit at 400 mK // Physics of the Solid State, 2022. Vol. 64. No. 10. – pp. 1387–1393. DOI: 10.21883/PSS.2022.10.54223.50НН)

4. Патент 2757756 Российская Федерация, МПК H01L 39/16 (2006.01) СПК H01L 39/16 (2021.05). Сверхпроводящий источник термодинамического шума/ Шитов С. В., Ким Т. М. Патентообладатель: Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС» - № 2021111147, заяв. 20.04.2021, опубл. 21.10.2021, Бюл. № 30

5. Патент 2757858 Российская Федерация, МПК H01L 39/16 (2006.01) СПК H01L 39/16 (2021.08). Сверхпроводящий источник высокочастотного шума/ Шитов С. В., Ким Т. М. Патентообладатель: Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС» - № 2021111276, заяв. 21.04.2021, опубл. 21.10.2021, Бюл. № 30

6. Ким Т. М. Сверхпроводящие источники широкополосного шума для сверхнизких температур // Материалы Международного молодежного научного форума «Ломоносов–2021». https://lomonosov-msu.ru/archive/Lomonosov_2021/data/section_34_22390.htm

7. Меренков А. В., Шитов С. В., Ким Т. М., Чичков В. И., Устинов А. В. Исследование МЕГА болометра диапазона 600–700 ГГц с чернотельным излучателем // Материалы XXVI Международного симпозиума «Нанопфизика и нанопэлектроника». – 2022. – 1. – с. 102–103

8. Шитов С. В., Меренков А. В., Ким Т. М., Чичков В. И., Калинин С. В., Устинов А. В. Оптические измерения МЕГА болометра диапазона 600–700 ГГц при температуре 400mK // Материалы XXVI Международного симпозиума «Нанопфизика и нанопэлектроника». – 2022. – 1. – с. 166–167

9. Меренков А. В., Ким Т. М., Ермаков А. Б., Соломатов Л. С., Чичков В. И., Шитов С. В. Измерение параметров сверхпроводящего болометра с СВЧ-считыванием // Материалы XXVII Международного симпозиума «Нанопфизика и нанопэлектроника». – 2023. – 1. – с. 130–131

10 Ким Т. М., Шитов С. В. Новые методы калибровки шума на сверхнизких температурах. XII Конгресс молодых ученых ИТМО. Секция: Фотонные устройства перспективных систем передачи данных. Сборник тезисов докладов конгресса молодых ученых. Электронное издание. – СПб: Университет ИТМО, [2023]. <https://kmu.itmo.ru/digests/article/11382>

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. A. V. Merenkov, V. I. Chichkov, A. B. Ermakov, A. V. Ustinov, S. V. Shitov. Superconducting RFTES Detector at Milli-Kelvine Temperatures // *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 28 (7), 1 (2018). DOI: 10.1109/TASC.2018.2827981
2. B. Ho Eom, P. Day, H. G. LeDuc, J. Zmuidzinas. A wideband, low-noise superconducting amplifier with dynamic range. *Nature Physics*, 8, 623–627 (2012). <https://doi.org/10.1038/nphys2356>
3. Michael D. Audley, Gert de Lange, Jian-Rong Gao, Pourya Khosropanah, Richard Hijmering, Marcel Ridder, Philip D. Mauskopf, Dmitry Morozov, Neil A. Trappe, Stephen Doherty. Optical performance of an ultra-sensitive horn-coupled transition-edge-sensor bolometer with hemispherical backshort in the far infrared // *Review of Scientific Instruments*. – 2016 – V. 87(4), 043103. – P. 1–22. <https://doi.org/10.1063/1.4945302>
4. Niklas Wadefalk, Anders Mellberg, Ilcho Angelov, Michael E. Barsky, Stacey Bui, Emmanuil Choumas, Ronald W. Grundbacher, Erik Ludvig Kollberg, Richard Lai, Niklas Rorsman, Piotr Starski, Jörgen Stenarson, Dwight C. Streit, Herbert Zirath. Cryogenic Wide-Band Ultra-Low-Noise IF Amplifiers Operating at Ultra-Low DC Power // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. – 2003. – V. 51. – No. 6. – P. 1705–1711. DOI: 10.1109/TMTT.2003.812570
5. <https://www.keysight.com/ru/pc-1000002268%3Aepeg%3Aapgr/sns-series-noise-sources?nid=-536902748.0&cc=RU&lc=rus>
6. <https://www.noisecom.com/products/calibrated-sources>
7. <https://www.fairviewmicrowave.com/rf-products/calibrated-noise-sources.html>
8. Eric W. Bryerton. A Cryogenic Integrated Noise Calibration and Coupler Module Using a MMIC LNA // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. – 2011 – V.59 – P. 2117-2122. <https://doi.org/10.1109/TMTT.2011.2155668>
9. Pozar David M. *Microwave Engineering* 2nd ed. – John Wiley & Sons. Inc. 1998. 720 p.
10. Tae-Weon Kang, Jeong-Hwan Kim, Joo-Gwang Lee, Jeong-Il, Dae-Chan Kim. Determining Noise Temperature of a Noise Source Using Calibrated Noise Sources and an RF Attenuator // *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*. – 2011 – V. 60 – N. 07 – P. 2558-2563. DOI: 10.1109/CPEM.2010.5544775
11. A.V. Uvarov, S.V. Shitov, A.N. Vystavkin. A cryogenic quasioptical millimeter and submillimemet wavelength bands blackbody calibrator – *Measurement Techniques* – 2010. –V. 53, No. 9. –P. 1047–1054. <https://doi.org/10.1007/s11018-010-9617-4>
12. Solomon I. Woods, Stephen M. Carr, Adrian C. Carter, Timothy M. Jung, Raju U. Datla. Calibration of Ultra-Low Infrared Power at NIST // *Proceedings of SPIE*. – 2010 – V. 7742. – P. 77421P-1– 77421P-8. DOI: 10.1117/12.857911

13. Ph. Abbon, A. Delbart, M. Fesquet, C. Magneville, B. Mazeau, J.-P. Pansart, D. Yvon, L. Dumoulin, S. Marnieros, Ph. Camus, T. Durand, Ch. Hoffmann. A millisecond-risetime sub-millimeter light source for lab and in flight bolometer calibration. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 575 (3), 412–420 (2007). DOI: 10.1016/j.nima.2007.02.094
14. S. Masi, P. de Bernardis, A. Paiella, F. Piacentini, L. Lamagna, A. Coppolecchia, P.A.R. Ade, E.S. Battistelli, M.G. Castellano, I. Colantoni. Kinetic Inductance Detectors for the OLIMPO experiment: in-flight operation and performance. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2019 (003), (2019). DOI: 10.1088/1475-7516/2019/07/003
15. Hirofumi Inoue, Takashi Noguchi and Korato Kohno. SIS junction as a microwave noise source // *Journal of Physics: Conference Series* – 2010 – V. 234, 042014 – P. 1-7. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/234/4/042014>
16. Su-Wei Chang, Jose Aumentado, Wei-Ting Wong, Joseph C. Bardin. Noise measurement of cryogenic low noise amplifiers using a tunnel-junction shot-noise source // *IEEE MTT-S International Microwave Symposium 2016*. DOI: 10.1109/MWSYM.2016.7538226
17. V. Yu. Belitsky, V. P. Koshelets, I. L. Serpuchenko, M. A. Tarasov, L. V. Filippenko, S. V. Shitov, Superconducting Tunnel Junction Noise Generator and SIS Mixers Noise Measurements. *Proc. 20th European Microwave Conference*, 1990, 1, 816–820. DOI: 10.1109/EUMA.1990.336144
18. A. Casey, F. Arnold, L.V. Levitin, C.P. Lusher, J. Saunders, A. Shibahara, H. van der Vliet, D. Drung, Th. Schurig, G. Batey, M. N. Cuthbert, A. J. Matthews. Current Sensing Noise Thermometry: A fast practical solution to low temperature measurement // *Journal of Low Temperature Physics* – 2014 – V. 175 – P. 764–775. DOI:10.1007/s10909-014-1147-z
19. Исаченко В. П., Осипова В. А., Сукомел А. С. Теплопередача. Изд. 3-е. – М.: Энергия, 1975. – 488 с., ил.
20. Ван дер Зил А. Шум (источники, описание, измерение). Пер. с англ. под ред. А. К. Нарышкина. – М.: Советское радио, 1973. – 228 с.
21. Бойло И. В. Тепловой и дробовой шум в туннельных структурах на основе сверхпроводников с разной симметрией порядка // *Физика и техника высоких давлений*. – 2014. – Т. 24. – №3–4. – С. 58–66.
22. J.H. Park, M. Rehman, J.S. Choi e.a. Broadband shot noise measurement system at low temperature for noise thermometry using a tunnel junction // *IEEE transaction on instrumentation and measurement*. – 2012. – V. 61. – N. 1. – P. 205-211. DOI: 10.1109/TIM.2011.2157430
23. Ya.M. Blanter, M. Buttiker. Shot noise in mesoscopic conductors // *Physics Reports*. – 2000. – V. 336. – P. 1–166.
24. Букингем М. Шумы в электронных приборах и системах. Пер. с англ. – М.: Мир, 1986. – 399 с.

25. Шмидт В. В. Введение в физику сверхпроводников – М.: Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1982. – 240 с.
26. Гинзбург В. Л., Андрияшин Е. А. Сверхпроводимость. Изд. 2-е, перераб. и доп. – М.: Альфа-М, 2006. – 110 с.
27. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. – М.: Наука, 1978. – 791 с.
28. А. Гудков. Джозефсоновские переходы: электрофизические свойства, области применения и перспективы развития // Сверхпроводниковая электроника 000137, 2014, 65–80
29. V. Ambegaokar, A. Baratof. Tunneling between superconductors // Physical Review Letters, V. 10, N. 11, 1963, p. 486–489. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.10.486>
30. Yukihiro Ota, Noriyuki Nakai, Hiroki Nakamura, Masahiko Machida, Daisuke Inotani, Yoji Ohashi, Tomio Koyama, Hideki Matsumoto. Ambegaokar-Baratoff relations of Josephson critical current in heterojunctions with multi-gap superconductors. // Physical Review B. – 2010 – V. 81 (214511) – P. 1–7. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.81.214511>
31. A. van der Ziel, E.R. Chenette. Noise in solid state devices // Advanced in Electronics and Electron Physics. – 1978. – V. 46. – P. 313-383. [https://doi.org/10.1016/S0065-2539\(08\)60414-X](https://doi.org/10.1016/S0065-2539(08)60414-X)
32. L. Spietz, R.J. Schoelkopf, P.Pari. Shot noise thermometry down to 10 mK // Appl. Phys. Lett. – 2006. – V. 89. – P.183123-1-183123-3. <https://doi.org/10.1063/1.2382736>
33. Тихонов Е. С. Исследование дробового шума в низкоразмерных электронных системах. дисс. канд. физ.-мат. наук. – Черногловка, 2016. – 126 с.
34. Брамсон М. А. Инфракрасное излучение нагретых тел – М.: Наука, 1964. – 225 с., ил.
35. Меренков А. В., Ким Т. М., Чичков В. И., Калинин С. В., Шитов С. В. Сверхпроводящий болометрический детектор с высокочастотным считыванием при температуре 400mK. // Физика твердого тела. – 2022. – 64. – 10. – с. 1404–1411
36. С. В. Шитов, А. В. Уваров, А. Б. Ермаков, А. Н. Выставкин. Измерение поглощения рефлекторной антенны на терагерцовых частотах по методу сбалансированного радиометра. // Журнал технической физики. – 2011. – 81. – 11. – с. 112–121.
37. Cadence AWR Design Environment <https://www.awr.com/awr-software/products/awr-design-environment>
38. Ansys HFSS <https://www.ansys.com/products/electronics/ansys-hfss>
39. Дробахин О. О., Плаксин С. В., Рябчий В. Д., Салтыков Д. Ю. Техника и полупроводниковая электроника СВЧ: Уч. Пособие – Севастополь: Вебер, 2013. – 322 с.
40. K. O’Neil. Single Dish Calibration Technique at Radio Wavelengths // Single-Dish Radio Astronomy: Techniques and Applications, ASP Conference Proceedings. – 2002 – V. 278. – P. 293–311. <https://doi.org/10.48550/arXiv.astro-ph/0203001>

41. Д. Мандель, Э. Вольф. Оптическая когерентность и квантовая оптика: Пер. с англ./Под ред. В. В. Самарцева – М.: Наука. Физматлит, 2000. – 896 с., ил.
42. Кузнецов М. И. Основы электротехники – М.: Высшая школа, 19964. – 560 с., ил.
43. L. Spietz, K. W. Lehnert, I Siddiqi, R. J. Schoelkopf. Primary Electronic Thermometry Using the Shot Noise of a Tunnel Junction // *Science*. – 2003. – V. 300. – No. 5627. – P. 1929-1932. DOI: 10.1126/science.1084647
44. <https://www.lakeshore.com/products/categories/temperature-products/cryogenic-temperature-sensors>
45. A. V. Merenkov, S. V. Shitov, V. I. Chichkov, A. B. Ermakov, T. M. Kim, A. V. Ustinov. A Superconducting Resonator with a Hafnium Microbridge at Temperatures of 50–350 mK // *Tech. Phys. Letters*, 44 (7), 581 (2018). DOI: 10.1134/S106378501807012X
46. S. V. Shitov. Bolometer with high-frequency readout for array applications. *Technical Physics Letters*, 37 (10), 932 (2011). DOI: 10.1134/S1063785011100117
47. B. S. Karasik, S. V. Pereverzev, D. Olaya, J. Wei, M. E. Gershenson A. V. Sergeev. Noise Measurements in Hot-Electron Titanium Nanobolometers. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 19 (3), 532 (2009). DOI: 10.1109/TASC.2009.2019426
48. F. C. Wellstood, C. Urbina, J. Clarke. Hot-electron effects in metals. *Physical Review B*, 49 (9), 5942 (1994). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.49.5942>
49. G. L. Pollack. Kapitza Resistance. *Review of Modern Physics*, 41 (1), 48 (1969). <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.41.48>
50. D. Chouvaev, L. Kuzmin, M. Tarasov. Normal-metal hot-electron microbolometer with on-chip protection by tunnel junctions. *Superconductor Science and Technology*, 12 (11), 985–988 (1999). DOI:10.1088/0953-2048/12/11/386
51. A.L. Woodcraft, M. Barucci, P.R. Hastings, L. Lolli, V. Martelli, L. Risegari, G. Ventura, Thermal conductivity measurements of pitch-bonded graphites at millikelvin temperatures: Finding a replacement for AGOT graphite. *Criogenics*, 49 (5), 2009 (159). <https://doi.org/10.1016/j.cryogenics.2008.10.024>
52. B. S. Karasik, C. B. McKitterick, T. J. Reck, D. E. Prober, Normal Metal Hot-Electron Nanobolometer with Johnson Noise Thermometry Readout. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Techn.*, 5 (1), 16 (2015). DOI: 10.1109/TTHZ.2014.2370755
53. Курносов А.И., Юдин В. В. Технология производства полупроводниковых приборов и интегральных микросхем. – М.: Высш. шк., 1986. – 368 с., ил.
54. Shen, D., Zhu, R., Xu W. Chang J., Ji Zh., Sun G., Cao Ch, Chen J. Character and fabrication of Al/Al₂O₃/Al tunnel junction or qubit application. // *Chinese Science Bulletin*. – 2012. – V. 57. – N. 4. – P. 409–412. DOI: 10.1007/s11434-011-4821-4.

55. Florent Lecocq, Ioan M Pop, Zihui Peng, Iulian Matei, Thierry Crozes, Thierry Fournier, Cécile Naud, Wiebke Guichard, Olivier Buisson. Junction fabrication by shadow evaporation without a suspended bridge // *Nanotechnology*. –2011. – V. 22. – No. 31. –P. 1–5. DOI 10.1088/0957-4484/22/31/315302
56. Ke Zhang, Meng-Meng Li, Qiang Liu, Hai-Feng Yu, Yang Yu. Bridge-free fabrication process for Al/AlO_x/Al Josephson junctions // *Chinese Physics B*. – 2017. – V. 26. – No. 7. – P. 078501-1– 078501-4. DOI 10.1088/1674-1056/26/7/078501
57. Lucas Grünhufpt, Uwe von Lüpke, Daria Gusenkove, Sebastian T. Skacel, Natalia Maleeva, Steffen Schlör, Alexander Bilmes, Hannes Rotzinger, Alexey V. Ustinov, Martin Weides, Ioan M. Pop. An argon ion beam milling process for native AlO_x layers enabling coherent superconducting contacts // *Applied Physics Letters*, 111, 072601, 2017. <https://doi.org/10.1063/1.4990491>
58. Likharev K.K. Dynamics of Josephson junctions and circuits – Gordon and Breach Science Publishers. 1986. 614 p.
59. A. A. Kuzmin, S.V. Shitov, A.V Ustinov. Analysis of Bolometer Operation near the Superconducting Transition Edge Using Microwave Readout // *Technical Physics* – 2014 – V. 59 – N. 1 – P. 137-142.
60. A. A. Kuzmin, M. Merker, S. V. Shitov, N. N. Abramov, A. B. Ermakov, M. Arndt, S. H. Wuensch, K. S. Ilin, A. V. Ustinov, M. Siegel. Superconducting hot-electron nanobolometer with microwave bias and readout. 2014. – <https://doi.org/10.48550/arXiv.1412.4502>
61. A.B. Ermakov, S.V. Shitov, A.M. Baryshev, V.P. Koshelets, W. Luinge. A data acquisition system for test and control of superconducting integrated receivers // *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*. – 2001. – V. 11. – No. 1. – P. 840–843. DOI: 10.1109/77.919475
62. Р.В. Ожегов, К.Н Горшков, О.В. Окунев, Г.Н. Гольцман, В.П. Кошелец, Л.В. Филиппенко, Н.В. Кинев. Флуктуационная чувствительность и стабильность приемников с СИС и НЕВ смесителями для терагерцового тепловидения – М.: МПГУ, 2014. – 104 с.: 46 ил.
63. Бельчиков С. Коэффициент шума. Теория и практика измерений // *Компоненты и технологии*. – 2008. – №4. – 196–199.
64. Бельчиков С. Коэффициент шума. Теория и практика измерений // *Компоненты и технологии* – 2008. – №5. – С 174–178.
65. T. Noguchi, M. Naruse, Y. Sekimoto. RF conductivity and surface impedance of a superconductor taking into account the complex superconducting gap energy // *Physics Procedia*. – 2012. – V. 36. – P. 318–323. <https://doi.org/10.1016/j.phpro.2012.06.166>