

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

На правах рукописи

Меренков Алексей Владимирович

**Сверхпроводящий *RF TES* детектор на основе пленки гафния при
температурах 50-500 мК**

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	4
Глава 1. Литературный обзор	13
1.1. Основы функционирования болометров и их характеристики	13
1.2. Сверхпроводимость.....	17
1.3. Теория БКШ (Бардина, Купера и Шриффера).....	18
1.4. Поверхностный импеданс сверхпроводника и теория Маттиса-Бардина	19
1.5. Процессы релаксации в разупорядоченных пленках и эффект разогрева электронного газа.....	21
1.6. Детекторы на основе сверхпроводящих материалов	25
1.6.1. Детектор на краю сверхпроводящего перехода (<i>TES – Transition Edge Sensor</i>).....	25
1.6.2. Детектор на кинетической индуктивности (<i>MKID – Microwave Kinetic Inductor Detector</i>).....	29
1.6.3. Прямой детектор на горячих электронах (<i>HEDD – Hot electron direct detector</i>)	32
Глава 2. Материалы для сверхпроводящего болометра с электронным газом.....	34
2.1. Введение	34
2.2. Метод частичного включения высокоомной нагрузки в высокочастотный резонатор	35
2.3. Выбор материала для резонансного контура и чувствительного элемента детектора.....	38
2.4. Оценка физических свойств пленок гафния	41
2.4. Технология изготовления образцов.....	44
Глава 3. Подходы к конструированию и моделированию <i>RF TES</i> детектора..	47
3.1. Выбор планарной антенны и ее моделирование.....	47

3.2. Согласование системы антенна-микромостик и проектирование полосно-заграждающих фильтров	49
3.3. Расчет четвертьволнового резонатора	53
Глава 4. Экспериментальные методы исследования	57
4.1. Низкотемпературный криостат и система ввода сигналов	57
4.2. Измерения добротности нагруженного резонатора	58
4.3. Оптические измерения детектора.....	59
4.4. Исследование характеристических времен нагрева и релаксации чернотельного излучателя	62
4.5. Мощность оптического сигнала и оценка эффективности передачи излучения на детектор	64
4.6. Экспериментальная установка для измерения быстродействия детектора.....	66
Глава 5. Экспериментальное исследование детектора и обсуждение результатов	68
5.1. Результаты исследований резонаторов под воздействием СВЧ сигнала .	68
5.2. Результаты измерения чувствительности детектора и их обсуждение	73
5.3. Обсуждение измерения быстродействия детектора и их анализ	82
Заключение	85
Приложение 1. Метод моментов	87
Приложение 2. Вычисление элементов матрицы иммитансов	89
Список публикаций по теме диссертации	92
Список используемых источников.....	94

Введение

Современное общество проявляет растущий интерес к истории и эволюции Вселенной. Подавляющая часть фотонов, испущенных с момента Большого Взрыва, находится в суб-миллиметровом и миллиметровом диапазонах [1]. Данное явление носит название реликтового излучения (*CMB* – *Cosmic Microwave Background*), которое было предсказано в 1948 году Гамовым [2, 3], Альфером и Германом [4]. Однако наработки ученых не вызывали серьезного интереса у коллег, поэтому их предсказание было вновь открыто в начале 1960-х годов независимо Зельдовичем и Дикке [5, 6]. Экспериментально излучение было совершенно случайно открыто в 1964 году Пензиасом и Уилсоном [7], которые проводили исследования для спутниковой связи по заказу лаборатории Белла. Они обнаружили избыточный шум, который не мог быть связан ни с одним известным источником. Дикке, Пиблс и Уилкинсон связали экспериментальные данные с предсказанным ранее излучением [6]. В 60-ых годах в ряде теоретических работ было предсказано, что температура реликтового излучения в зависимости от направления не является изотропной [8-12]. Попытки же экспериментального измерения его анизотропии долгое время оставались безуспешными. В начале 70-ых годов в США и СССР появились идеи об исследовании реликтового излучения с помощью космического телескопа, оказавшиеся в итоге чрезвычайно плодотворными. В 1983 году стартовал эксперимент под названием РЕЛИКТ-1, на основании которого советские ученые предоставили доказательства о наличии анизотропии излучения [13]. Однако, радиометр был одночастотным, а отношение сигнал/шум составляло порядка трех, что вызвало некоторое недоверие со стороны международного научного сообщества. Позднее наличие анизотропии реликтового излучения было достоверно подтверждено их американскими коллегами на основании экспериментов, проведенных на космическом спутнике *COBE* (*Cosmic*

Background Explorer) с использованием шести дифференциальных радиометров *DMR (Differential Microwave Radiometers)*, функционирующих на трех различных частотах [14]. Многочастотность эксперимента позволила группе *COBE* отделить анизотропию реликтового излучения от анизотропии радиоизлучения. Кроме того, ими с рекордной точностью был снят спектр реликтового излучения, имеющий почти идеальный спектр черного тела с температурой $2,725 \pm 0,002$ К и максимальной яркостью на частоте примерно 150 ГГц [15]. Результатам, полученным с помощью *COBE*, не хватило точности для определения космологических параметров, однако, факт обнаружения флуктуаций температуры реликтового излучения указало путь дальнейшим исследованиям. Была проведена серия новых, более точных измерений с использованием радиометров, установленных на баллонах, и наземных радиоинтерферометров [16-22]. В ходе эксперимента на радиоинтерферометре *DASI* была детектирована поляризация реликтового излучения, так называемая, *E*-мода [23], являющейся одной из компонент поляризации реликтового излучения. Вторая мода носит название *B*-моды. Предполагается, что существует две ее разновидности: первая, излученная вследствие расширения Вселенной непосредственно после Большого взрыва, и вторая, претерпевшая преломление в гравитационных линзах. Данные о второй разновидности *B*-моды были получены на телескопе антарктической станции на Южном полюсе при помощи спутника *Herschel* [24]. С целью обнаружения первой разновидности *B*-моды планируются как космические миссии *LiteBIRD* [25, 26] японского космического агентства, так и наземные эксперименты *QUBIC* [27, 28], *Simons Observatory* [29, 30].

Актуальность работы. Ключевым элементом экспериментального исследования реликтового излучения является детектор, способный отделить полезный с точки зрения исследователя сигнал от остальных, являющихся шумом. В набор детекторов практически любой космической миссии включены широкополосные детекторы, используемые в качестве

спектрометров низкого частотного разрешения. Полоса спектрального анализа таких детекторов определяется, как правило, перестраиваемыми фильтрами, определяющими полосу входного сигнала. Такие детекторы измеряют только амплитуду принимаемого сигнала и делятся на два класса: прямые и болометрические детекторы. Первый тип детекторов основан на чувствительности материала к взаимодействию его носителей заряда с фотонами. Самыми простыми примерами таких детекторов являются фоторезисторы. Болометрические же детекторы, основанные на разогреве потоком фотонов абсорбера, изменение температуры которого измеряется термометром. Преимуществом некогерентных детекторов является способность обнаруживать самые слабые сигналы. Таким образом, развитие некогерентных детекторов, в частности, монолитных болометров с высоким быстродействием и чувствительностью является важной задачей в области развития субмиллиметровых сенсоров.

Целью диссертационной работы является разработка, исследование и анализ работы детектора терагерцового диапазона частот на основе активной высокочастотной компоненты нелинейного импеданса сверхпроводящего пленочного мостика с эффектом электронного газа с высокочастотным считыванием вблизи его критической температуры при сверхнизких температурах ниже 1 К. Перед автором исследования были поставлены следующие задачи:

1. Теоретическое обоснование возможности наблюдения сверхпроводящего перехода пленки сверхпроводника под действием высокочастотного тока; поиск материала для микромостика, теоретические и экспериментальные оценки его параметров.
2. Разработки и оптимизация электродинамической модели и практической топологии *RF TES* детектора со считывающий резонатором в области частот нелинейного импеданса выбранного

материала; оптимизация согласования микромостика с планарной линзовой антенной в диапазоне частот сигнала (550-750 ГГц).

3. Разработка экспериментальной установки и исследование свойств *RF TES* детектора под воздействием высокочастотной зондирующей (инвазивной) мощности на частоте резонатора считывания; оценка теплопроводности мостика и сравнение с моделью горячего электронного газа.
4. Разработка и исследование источника термодинамического шума для получения оптического отклика детектора; разработка метода определения чувствительности *RF TES* детектора при использовании такого источника.
5. Сравнение экспериментальных данных и теоретических предсказаний по оптической чувствительности *RF TES* детектора, исходя из его физических параметров и применимости модели горячего электронного газа.
6. Экспериментальное измерение быстродействия *RF TES* детектора.

Научная новизна

1. Впервые предложен способ измерения теплопроводности мостика с нелинейным температурно-зависимым импедансом методом постоянной добротности резонатора.
2. Впервые проведен теоретический анализ условий устойчивости сверхпроводящего перехода пленки $R(T)$ под действием СВЧ тока.
3. Впервые предложен и обоснован метод анализа вносимых потерь в высокодобротный резонатор методом парциальных нагрузок; метод позволяет получать заданную добротность при произвольных сопротивлениях мостика.

4. Впервые предложен метод измерения быстродействия болометрического детектора с резонатором путем воздействия на него модулированного сигнала на частоте вне полосы считывания, например, вблизи второй гармоники резонатора.

Практическая значимость

1. Использование метода постоянной добротности резонатора позволяет определить теплопроводность термочувствительного элемента без использования интегрированного термометра, что актуально для широкого круга теплофизических задач за пределами данного исследования.
2. Использование разных режимов электротермической обратной связи позволяет оптимизировать динамический диапазон детектора, меняя мощность насыщения; режим с устойчивой положительной связью и высоким коэффициентом преобразования оптимален для приема слабых сигналов с длительным временем накопления; режим с отрицательной связью обеспечивает более высокую мощность насыщения с улучшенным быстродействием.
3. Демонстрация *RF TES* детектора с полосой входного сигнала 550-750 ГГц, чувствительностью $3 \cdot 10^{-17}$ Вт/ $\sqrt{\text{Гц}}$ в и быстродействием ~ 3 мкс при температуре 400 мК открывает перспективы пользования такого детектора в комбинации с криостатом сорбционного типа в невесомости на борту космических аппаратов, что означает новые возможности для фундаментальных радиоастрономических исследований.

Методы исследования, используемые в работе:

1. Методы электродинамического моделирования с использованием *NI AWR Design Environment*, расчеты в пакете *MathCAD* и среде разработки *Jupyter Notebook* на основе языка программирования *Python*.

2. Технологические методы изготовления тонкопленочных планарных структур, которые включают в себя: установку магнетронного распыления для напыления тонких металлических пленок, безмасочный литограф *Heidelberg μ PG 501* с источником *LED* излучения (длина волны 390 нм), установку плазмохимического травления *SI 591 Compact* фирмы *Sentech Instruments*, а также профилометр *KLA – Tencor P – 7* и оптические микроскопы фирмы *Leica* для аттестации изготовленных структур.
3. Измерительные методы на основе криостата растворения замкнутого цикла *Triton DR – 200* фирмы *Oxford Instruments*, источника постоянного и переменного токов модели 6221 и нано-вольтметра модели 2181 фирмы *Keithley*, векторного анализатора цепей *N5242B* серии *PNA – X* фирмы *Keysight Technologies*, анализатора спектра *N9010A* фирмы *Keysight Technologies*, синхронного усилителя *SR830* фирмы *Stanford Research Systems*, аналоговых генераторов сигналов *E8257D PSG* фирмы *Keysight Technologies* и *APSIN26G* фирмы *AnaPico*, а также ВЧ цепей с охлаждаемыми и комнатными усилителями, аттенюаторами, смесителями, делителями мощности различных производителей и цепей постоянного тока с фильтрами низких частот.
4. Методы автоматического сбора и обработки экспериментальных результатов, включая пакет программ *Origin*, систему сбора данных *IRTECON*, а также программы для автоматизации процессов измерений на основе языка программирования *Python* в среде разработки *Jupyter Notebook*.

Положения, выносимые на защиту:

1. Впервые предложена концепция *RFTES* детектора с СВЧ считыванием импеданса электронного газа.

2. Впервые разработана практическая конструкция *RFTES* детектора терагерцового диапазона 550-750 ГГц с частотой считывания 1.5 ГГц.
3. Впервые измерена оптическая чувствительность *RFTES* детектора с электронным газом с применением чернотельного источника.
4. Впервые измерено быстродействие *RFTES* детектора с электронным газом.

Личный вклад. Автором была спроектирована топология терагерцовой антенны, нагруженной мостиком с сопротивлением порядка десятков Ом, с частотно-заграждающими фильтрами, а также построена электродинамическая модель *RFTES* детектора с резонансной частотой 1.5 ГГц. Автор лично провел численный расчет сверхпроводящих переходов пленок гафния на СВЧ на основании теории Маттиса-Бардина. Автором проведены исследования резонаторов под воздействием СВЧ сигнала в широком температурном диапазоне, а также эксперименты по измерению чувствительности и быстродействия детектора. Автоматизация экспериментов на языке программирования *Python* была проведена автором лично. Также автор был задействован в наладке экспериментального оборудования и активно участвовал в подготовке публикаций.

Вклад соавторов. Основные положения и результаты по теме диссертации были опубликованы в соавторстве с научным руководителем С. В. Шитовым, проводившим общее руководство, постановку целей и задач исследования. Электродинамическая модель *RFTES* детектора была разработана совместно с руководителем. Экспериментальные образцы, печатные платы и источник термодинамического излучения в виде резистивной пленки на сапфировой подложке были изготовлены В. И. Чичковым и Т. М. Ким. Отладка экспериментальных установок проходила с непосредственным участием С. В. Калинкина и Л. С. Соломатова. Первые экспериментальные результаты данной работы были получены с

использованием программы автоматического управления экспериментом *IRTECON*, разработанной А. Б. Ермаковым.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 5 статьях, индексируемых в *Scopus* и *Web of Science*, и 3 работах, опубликованных в сборниках трудов международных конференций.

Апробация результатов. Основные результаты исследования были представлены на семи международных конференциях:

1. Merenkov A. V., Chichkov V. I., Ermakov A. B., Ustinov A. V., Shitov S. V. Superconducting *RF TES* Detector at Milli-Kelvin Temperatures, 16th International Superconductive Electronic Conference, Italy, 2017.
2. Меренков А. В., Шитов С. В., Чичков В. И., Ермаков А. Б., Ким Т. М., Устинов А. В. Сверхпроводящий *RF TES* детектор на основе пленки гафния при температурах 50-300 миллиКельвин, «Пятая Микроволновая неделя», ИРЭ РАН, Москва, 2017.
3. Merenkov A. V., Chichkov V. I., Ustinov A. V., Shitov S. V. Analysis of microwave-readable *RF TES* bolometer. 13th Workshop on Low Temperature Electronics, Italy, 2018.
4. Merenkov A. V., Chichkov V. I., Ermakov A. E., Ustinov A. V., Shitov S. V. Hafnium *MEGA* Array Detector. 14th European Conference on Applied Superconductivity, Glasgow, Scotland, 2019.
5. Меренков А. В., Ким Т. М., Чичков В. И., Калинин С. В., Шитов С. В. Оптические измерения *MEGA* болометра диапазона 600–700 ГГц при температуре 400mK XXVI Международный симпозиум «Нанوفизика и наноэлектроника», Нижний Новгород, 2022.
6. Меренков А. В., Шитов С. В., Ким Т. М., Чичков В. И., Устинов А. В. Исследование *MEGA* болометра диапазона 600–700 ГГц с чернотельным излучателем, XXVI Международный симпозиум «Нанوفизика и наноэлектроника», Нижний Новгород, 2022.

7. Меренков АВ., Ким Т. М., Ермаков А.Б., Соломатов Л.С., Чичков В.И., Шитов С.В. Измерение параметров сверхпроводящего болометра с СВЧ-считыванием XXVII Международный симпозиум «Нанопфизика и нанопэлектроника», Нижний Новгород, 2023.
8. Shitov S. V., Kuzmin A. A., Merker M., Chichkov V. I., Merenkov A. V., Ermakov A. B., Ustinov A. V., Siegel M. Progress in development of the superconducting bolometer with microwave bias and readout, Applied Superconductivity Conference, Colorado, USA, 2016.

Структура и объем диссертации. Диссертация изложена на 103 страницах, состоит из введения, 5 глав, заключения, списка литературы, включающего 100 наименований. Работа проиллюстрирована 43 рисунками и 3 таблицами.

Глава 1. Литературный обзор

1.1. Основы функционирования болометров и их характеристики

Болометр (βολή — луч и μέτρον — мера) — детектор электромагнитного излучения, основанный на изменении электрического сопротивления термометра в результате поглощения болометром энергии падающего излучения. Схематически болометр состоит из нескольких основных частей: абсорбера (поглотителя электромагнитного излучения), термометра и термостата, между которыми существуют определенные тепловые связи, характеризующиеся теплопроводностью G (см. рис. 1). Абсорбер представляет собой резистивную пленку с малой теплоёмкостью, C , что позволяет нагревать его относительно термостата малым количеством тепла. Для снижения теплопроводности абсорбер закрепляют на тонких механических подвесах [31].

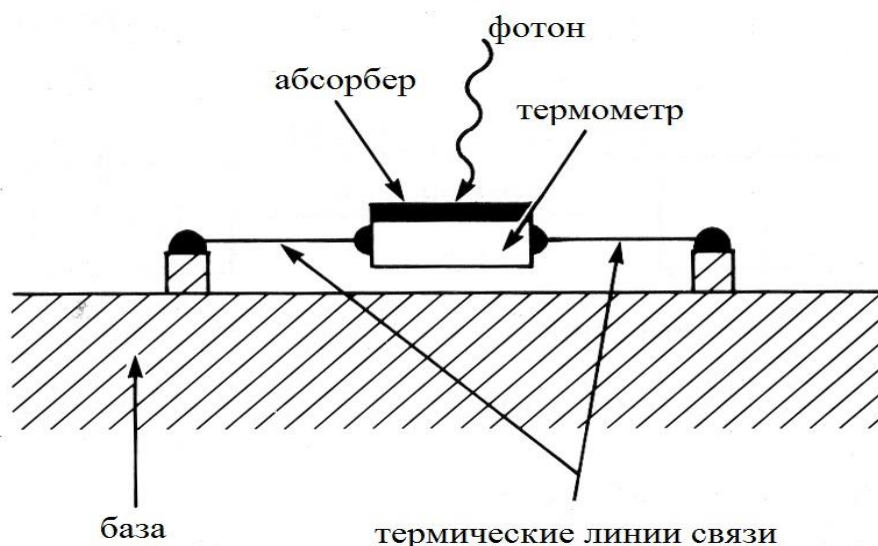


Рис. 1. Устройство классического болометра.

Излучение поглощается абсорбером и преобразуется в теплоту, что приводит к повышению температуры абсорбера, значение которой превышает температуру термостата. Вследствие инерции тепловых процессов температура абсорбера достигает своей равновесной температуры за время, равное [32]

$$\tau = \frac{C}{G} \quad (1).$$

Измеряемый ток или напряжение от термометра обычно называют выходным сигналом детектора. Поэтому «естественным» параметром приемника, называемым крутизной преобразования, является отношение приращения выходного сигнала детектора (термометра), создаваемого в ответ на заданное приращение падающего излучения, к мощности падающего же излучения [33]. Мощность падающего излучения обычно называют входным сигналом детектора. В большинстве практических ситуаций приходится иметь дело с малыми входными сигналами, однако, указанный выше параметр детектора никак не характеризует диапазон принимаемого сигнала, в частности, минимально возможную (пороговую) мощность излучения. Это ограничение связано с принципиально неустранимыми хаотическими токами со случайными амплитудой и частотой, наблюдаемым даже в отсутствии оптического сигнала, как в термометре, так и в абсорбере. Такие шумы называют собственными. Критерием вклада шумов в выходной сигнал является отношение сигнал / шум (SNR – *signal-to-noise ratio*). Отношение сигнал / шум равный единице ($SNR = 1$) называют порогом обнаружения сигнала. Измеряя шумы на выходе детектора, можно оценить мощность порогового сигнала детектора. Отметим, что усреднение (интегрирование по времени) выходной мощности приводит к уменьшению вклада собственного шума детектора, что приводит к необходимости прямо указывать продолжительность измерения (время интегрирования) при количественной

оценке пороговой мощности разных детекторов. Понятие эквивалентной мощности шума (NEP – *Noise Equivalent Power*) вводится как мощность на входе детектора, при которой отношение сигнал-шум на выходе детектора равно 1 при условии, что полоса выходного сигнала ограничена 1 Гц. Это условие эквивалентно измерению спектральной плотности шума при $SNR=1$ для известной мощности сигнала на входе такого детектора. Если полоса интегратора на выходе детектора не равна 1 Гц, то мощность на выходе нормируется на корень квадратный из ширины полосы на выходе детектора, что характеризует квадратичный отклик прямого детектора [32]. Это означает, что пороговая мощность шума может быть уменьшена за счет его усреднения с помощью интегратора, что эквивалентно сужению полосы пропускания. Здесь важно отметить, что NEP при этом не меняется, согласно определению полосы в 1 Гц.

В случае болометрических детекторов доминирующим источником шумов являются термодинамические флуктуации, называемые фоновым шумом. Их возникновение вызвано случайным обменом энергии между термостатом (окружающей средой) с температурой T_{bath} и некоторой тепловой массой, обладающей теплоемкостью и температурой T , связанных между собой тепловой связью. Такие флуктуации имеют место даже в случае теплового равновесия между указанными системами. В этом случае при $T \approx T_{bath}$ дисперсия мощности выражается как [33]

$$NEP^2 = 4kT^2G \quad (2).$$

Помимо фонового шума при рассмотрении шумов болометрических систем следует рассматривать шумы Джонсона-Найквиста, а также другие источники шума, связанные, например, с аттенюаторами, усилителями. Кроме

того, дополнительным источником шумов являются шумы источника излучения (фотонные шумы). Таким образом, при измерении и анализе чувствительности важно учитывать вклад других источников шума, а общее значение шума измерительной системы можно записать как

$$NEP_{total}^2 = \sum_{i=0}^n NEP_i^2 \quad (3).$$

Помимо минимально-обнаружимого сигнала, определяемого уровнем шума приемника, детекторы ограничены также и по максимальной мощности входного сигнала. Ограничение связано с проявлением нелинейного поведения детектора, то есть в нарушении линейной зависимости выходного сигнала от входного. Таким образом, существует интервал значений мощностей входного сигнала, в котором отклонения от линейности не превосходят заданной величины, начиная от обнаружимого сигнала и кончая мощностью насыщения, выраженный в децибелах. Такой интервал получил название динамического диапазона детектора.

Наиболее важными характеристиками болометра являются время отклика и предельная чувствительность. Из формул (1) и (3) видно, что они связаны между собой через теплопроводность, G , и физическую температуру. Для достижения быстрого времени отклика необходимо сочетание небольшой теплоемкости и достаточной теплопроводности. Для получения низкого уровня NEP желательна малая теплопроводность. Однако малая теплопроводность ограничивает быстродействие, и приходится искать некий оптимум между ними. Решение этой проблемы может быть найдено на пути уменьшения теплоемкости абсорбера. Однако уменьшение размера и массы поглотителя ограничено двумя факторами. Первый связан с наличием минимального (ненулевого) пятна, называемое пятном Эйри, которое, в свою очередь, связано с длиной волны регистрируемого излучения и углом схождения пучка. Применение антенны позволяет уменьшить объем

поглотителя. Также малая теплоемкость может приводить к насыщению термометра малым сигналом от поглотителя, что уменьшает уровень максимального сигнала, при котором детектор остается в линейном режиме, и является другим ограничением размера последнего.

Наиболее чувствительными являются болометры с термометрами на основе сверхпроводников, функционирующие при криогенных температурах.

1.2. Сверхпроводимость

Сверхпроводимость была открыта в 1911 году голландским физиком Х. Камерлингом Оннесом, который спустя несколько лет работы по совершенствованию методов охлаждения, проводил измерение электрического сопротивления ртути при низких температурах ($\sim 1 \dots 10$ К) [34]. Голландский физик пытался понять, какое влияние оказывают на сопротивление вещества максимальная очистка от примесей и снижение температуры. Однако, результатом его изысканий оказалось почти мгновенное исчезновение сопротивления при температуре ниже 4,15 К. Первое теоретическое объяснение поведения сверхпроводника в магнитном поле предложено братьями Лондонами [35]. А в 1950 году Ландау совместно с Гинзбургом написали работу, в которой построили более общую теорию сверхпроводимости [36]. Механизм явления был объяснен в 1957 году американскими физиками Джоном Бардином, Леоном Купером и Джоном Робертом Шриффером [37]. Согласно теории, ниже критической температуры T_c электроны связываются с образованием куперовских пар, которые удерживаются вместе электрон-фононным взаимодействием. Поскольку куперовские пары имеют целочисленный спин, они действуют как бозоны. В частности, они могут иметь одинаковую волновую функцию, поэтому движутся в проводнике полностью упорядоченным образом, без какого-либо рассеяния энергии. Как следствие, сверхпроводники проявляют много специфических свойств, таких как эффект Джозефсона [38] и полное

вытеснение магнитного поля изнутри материала или, иначе, эффект Мейснера [39].

1.3. Теория БКШ (Бардина, Купера и Шриффера)

Для объяснения поведения сверхпроводников была предложена концепция электрон-фононного взаимодействия, учет которого приводит к возникновению особого связанного состояния при даже малом притяжении двух электронов. Однако, в таком взаимодействии могут участвовать лишь электроны вблизи уровня Ферми, так как для перехода электрона из одного состояния в другое необходимо, чтобы последнее было свободным. Очевидно, что связанное состояние должно обладать меньшей энергией в сравнении с состоянием при температуре $T=0$, при котором все электроны лежат внутри поверхности Ферми, выше – пусты. При температурах $T>0$ вследствие теплового воздействия помимо куперовских пар в сверхпроводниках возникают элементарные возбуждения или, так называемые, квазичастицы, подчиняющиеся статистике Ферми-Дирака. Появление квазичастицы повышает общую энергию системы на некоторую величину. Спектр элементарных возбуждений отделен от основного энергетического состояния сверхпроводника энергетической щелью. С ростом температуры энергетическая щель уменьшается, а ее зависимость в неявном виде задается выражением [40]:

$$\frac{1}{N(0)V} = \int_0^{\hbar\omega_D} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^2(T)}} \operatorname{th} \frac{\sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^2(T)}}{2kT_c} d\varepsilon \quad (4).$$

В итоге, при критической температуре энергетическая щель становится равной нулю; сверхпроводник переходит в нормальное состояние.

1.4. Поверхностный импеданс сверхпроводника и теория Маттиса-Бардина

Электромагнитное поле проникает в нормальный металл на конечную глубину, называемую глубиной скин-слоя. При выполнении квазистационарного случая поверхностный импеданс можно рассчитать с помощью закона Ома. Это условие сохраняется до тех пор, пока значение поля можно считать постоянным на длине свободного пробега электрона ℓ . При низких температурах или высокочастотном поле данные условия могут уже не выполняться. В таком случае наступает нелокальный режим, который называют аномальным скин-эффектом. В случае сверхпроводников электромагнитное поле проникает в материал на некоторую конечную глубину вследствие эффекта Мейснера. Как и в случае нормальных металлов, у сверхпроводников может иметь место локальное и нелокальное соотношения между током и полем, то есть проявляться как нормальный, так и аномальный скин-эффект. Для локального случая глубина $\lambda_L(T)$ для некоторой физической температуры дается выражением

$$\lambda_L(T) = \frac{\lambda_L(0)}{\sqrt{1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4}} \quad (5),$$

где $\lambda_L(0) = \sqrt{\frac{m}{\mu_0 n e^2}}$ – лондоновская глубина проникновения при нулевой температуре.

Тогда связь между током и полем выражается через уравнения Лондонов [35]:

$$\frac{\partial \vec{j}}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} \vec{E} \quad (6),$$

$$\vec{j} + \frac{1}{\lambda_L^2} \vec{A} = 0 \quad (7).$$

Однако, часто при низких температурах для сверхпроводников локальное соотношение нарушается: экспериментальная глубина проникновения магнитного поля на высоких частотах не совпадает с расчетной. Поэтому Пиппардом было введено понятие длины когерентности

$$\xi_0 = \frac{\hbar v_F}{\pi \Delta_0} \quad (8)$$

для учета изменения поля в масштабе длины, определяемом ξ_0 [41].

На основе теории БКШ, Маттис и Бардин предложили нелокальное соотношение между током и векторным потенциалом [42]:

$$\vec{j}(\vec{r}) = \frac{e^2 N(0) v_0}{2\pi^2 \hbar c} \int \frac{R [R \cdot A(r')] I(\omega, R, T) e^{-R/l}}{R^4} dr' \quad (9),$$

где $I(\omega, R, T)$ – ядро, представляющее собой сложную функцию и описывающее зависимость рождения и рассеяния квазичастичных возбуждений от энергии и волнового вектора при температуре T . Выражение можно найти в оригинальной работе.

Дальнейшие выкладки и рассмотрение предельных случаев можно найти в работах [43]. В данной работе остановимся на наиболее простом случае. В локальном случае в пределе тонкой пленки поверхностный импеданс выражается:

$$\frac{Z}{R_N} = \frac{R}{R_N} + i \frac{X}{R_N} = \frac{\sigma_1 \sigma_n}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} + i \frac{\sigma_2 \sigma_n}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} \quad (10),$$

где R_N – сопротивление пленки в нормальном состоянии,

Z , R и X – импеданс, а также активная и реактивная части импеданса ниже критической температуры сверхпроводящего перехода пленки.

Отношения $\frac{\sigma_1}{\sigma_n}$ и $\frac{\sigma_2}{\sigma_n}$ выражаются [42]:

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_1}{\sigma_n} = & \frac{2}{\hbar\omega} \int_{\Delta(T)}^{\infty} (f(u) - f(u + \hbar\omega)) g(u) du + \\ & + \frac{1}{\hbar\omega} \int_{\Delta(T) - \hbar\omega}^{-\Delta(T)} (1 - 2f(u + \hbar\omega)) g(u) du \end{aligned} \quad (11),$$

$$\frac{\sigma_2}{\sigma_n} = \frac{1}{\hbar\omega} \int_{\Delta(T) - \hbar\omega, -\Delta(T)}^{\Delta(T)} \frac{(1 - 2f(u + \hbar\omega))(u^2 + \Delta(T)^2 + \hbar\omega u) du}{\sqrt{\Delta(T)^2 - u^2} \cdot \sqrt{(u + \hbar\omega)^2 - \Delta(T)^2}} \quad (12),$$

где $f(u)$ – распределение Ферми-Дирака,

$$g(u) = \frac{u^2 + \Delta(T)^2 + \hbar\omega u}{\sqrt{u^2 - \Delta(T)^2} \cdot \sqrt{(u + \hbar\omega)^2 - \Delta(T)^2}}.$$

В первом уравнении второй член суммы появляется только в случае $\hbar\omega > 2\Delta(T)$. При этом же условии во втором интеграле нижнем пределом является $-\Delta(T)$ вместо $\Delta(T) - \hbar\omega$.

1.5. Процессы релаксации в разупорядоченных пленках и эффект разогрева электронного газа

Электрон-электронное и электрон-фононное взаимодействия играют ключевую роль в процессах передачи тепла в нормальных и сверхпроводящих металлах. В зависимости от чистоты металла, его геометрических размеров температурная зависимость данных взаимодействий может претерпевать значительных изменений. В чистом объемном металле электроны распространяются в, так называемом, баллистическом режиме, не испытывая

упругих столкновений на больших дистанциях. Скорость или вероятность электрон-электронного взаимодействия τ_{e-e}^{-1} пропорционально T^2 [44]. В случае короткой длины свободного пробега электрона, ℓ , электрон-электронное взаимодействие модифицируется за счет примесного рассеяния, а движение электронов становится диффузным; возникает зависимость от размерности системы. Между процессами рассеяния электроны диффундируют на характерные расстояния [45]

$$L_{th} = \sqrt{\frac{\hbar D}{2\pi kT}} \quad (13),$$

где D – коэффициент диффузии электрона.

В случае тонких пленок с толщиной d , при условии $d < L_{th}$, скорость электрон-электронного рассеяния определяется как [46]:

$$\tau_{e-e}^{-1} = \frac{e^2 R_{sq} kT}{2\pi^2 \hbar^2} \ln \left(\frac{\pi \hbar}{q^2 R_{sq}} \right) \quad (14),$$

где e – заряд электрона,

R_{sq} – сопротивление пленки на квадрат.

Средняя длина, которую электрон пробегает, прежде чем достигнуть теплового равновесия с другими электронами равна:

$$L_{e-e} = \sqrt{D \tau_{e-e}} \quad (15).$$

Электроны, помимо взаимодействия между собой, взаимодействуют также с колебаниями кристаллической решетки или фононами. В случае чистого объемного металла время взаимодействия обратно пропорционально

кубу температуры. Зависимость сохраняется до тех пор, пока длина свободного пробега электрона больше длины волны фонона, λ .

$$\lambda_{ph}(T) = \frac{\hbar v}{kT} \quad (16),$$

где v – скорость распространения фонона.

При условии $\ell < \lambda_{ph}$ электрон-фононное взаимодействие наступает случай диффузного предела и начинает проявляться размерный фактор. Согласно работе [47] скорость электрон-фононного взаимодействия в общем случае определяется как

$$\tau_{e-ph}^{-1} = \frac{\pi^4}{5} \frac{\beta_l \ell}{k_F^2 v_l^3} \left[1 + \frac{3}{2} \left(1 - \frac{\ell}{\mathcal{L}} \right) \left(\frac{v_l}{v_t} \right)^5 \right] \left(\frac{kT}{\hbar} \right)^4 + \frac{3\pi^2}{2} \frac{\beta_l \ell}{k_F^2 v_l} \left[1 + 2 \left(1 - \frac{\ell}{\mathcal{L}} \right) \left(\frac{v_l}{v_t} \right)^3 \right] \left(\frac{kT}{\hbar} \right)^2 \quad (17),$$

где v_l – скорость продольного фонона,

v_t – скорость поперечного фонона,

k_F – волновое число Ферми,

β_l – безразмерный коэффициент, характеризующий взаимодействие между продольным фононом и электроном.

Первый член в обеих квадратных скобках характеризует вклад взаимодействия электронов с продольными фононами, второй – вклад взаимодействия электронов с поперечными фононами. Отношение $\frac{\ell}{\mathcal{L}}$ описывает вклад колеблющихся примесей в общий вклад примесей в процессы рассеяния. Длина $\mathcal{L}$ соответствует длине рассеяния на колеблющихся примесях.

Анализ формул показывает, что при сверхнизких температурах доминирующим механизмом является электрон-электронное взаимодействие, что приводит к интересному с теоретической и практической точек зрения явлению. Рассмотрим металлическую пленку на диэлектрической подложке.

Обмен энергией в такой системе, помимо взаимодействия между электронами, происходит через электрон-фононное и фонон-электронное взаимодействия с характерными временами τ_{e-ph} и τ_{ph-e} , а также через взаимодействие фононных подсистем пленки и подложки, связанное с сопротивлением Капицы [48]. Из условия $\tau_{e-e} \ll \tau_{e-ph}$ следует, что в случае неравновесного состояния, которое возникает при поглощении электромагнитного излучения, обмен энергией между электронами происходит значительно интенсивней, чем между электронами и фононами. Следовательно, термодинамическое равновесие внутри электронной системы устанавливается намного быстрее, чем в системе в целом. Значит, ансамбль электронов и фононы в пленке можно охарактеризовать различными эффективными температурами, T_e и T_{ph} . Таким образом, система металлическая пленка-диэлектрическая подложка может быть формально разделена на три подсистемы (см. рис. 2).

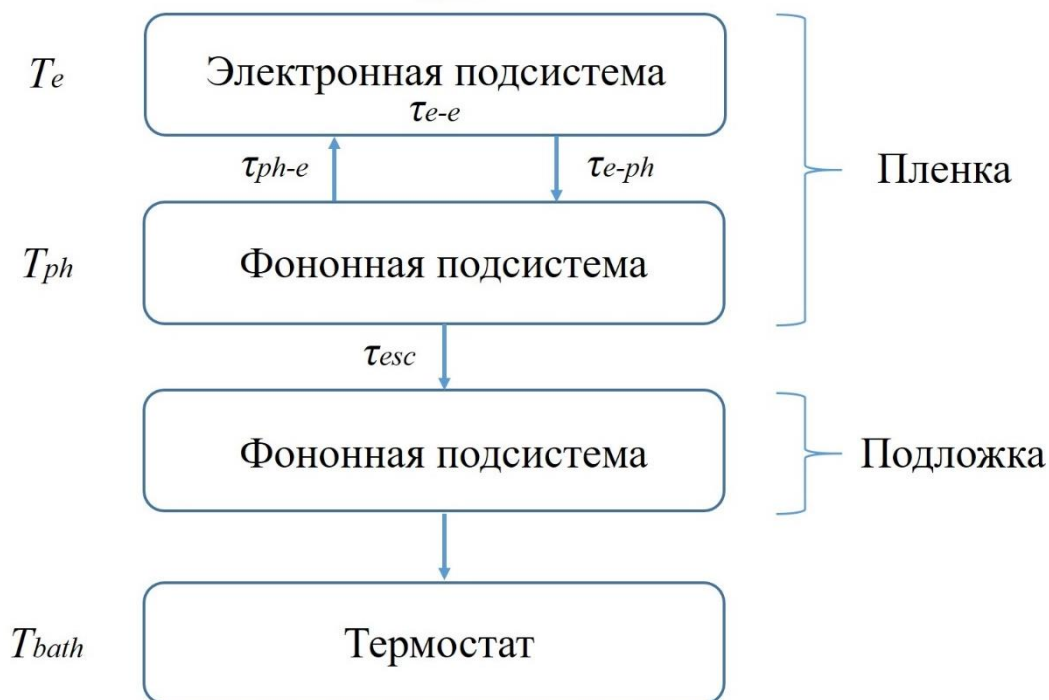


Рис. 2. Схема процессов распределения тепла в пленке на диэлектрической подложке.

Первой подсистемой являются электроны в металлической пленке, взаимодействующие с ее фононами, представляющие собой вторую подсистему. Третьей же подсистемой являются фононы в подложке. За время τ_{e-ph} электронная подсистема достигает теплового равновесия и только тогда начинает взаимодействовать с фононной подсистемой пленки. Дальнейшее перераспределение тепла происходит по двум возможным путям: фонон-электронное взаимодействие и уход фононов в подложку. При выполнении условия $\tau_{esp} \ll \tau_{ph-e}$ (время ухода избыточного тепла от фононов пленки в подложку [49] короче, чем фонон-электронное взаимодействие внутри пленки) становится возможным экспериментальное наблюдение разогрева электронной подсистемы.

1.6. Детекторы на основе сверхпроводящих материалов

1.6.1. Детектор на краю сверхпроводящего перехода (*TES – Transition Edge Sensor*)

Детектор на краю сверхпроводящего перехода представляет собой болометр, состоящий из описанных выше четырех элементов, а его типичная реализация представлена на рис. 3. В качестве абсорбера выступает тонкая резистивная пленка или паутинка из металлических проводников, нанесенная на диэлектрическую мембрану, которая удерживается на массивной подложке с помощью четырех нитей-подвесов, вдоль которых проложены сигнальные микропровода.

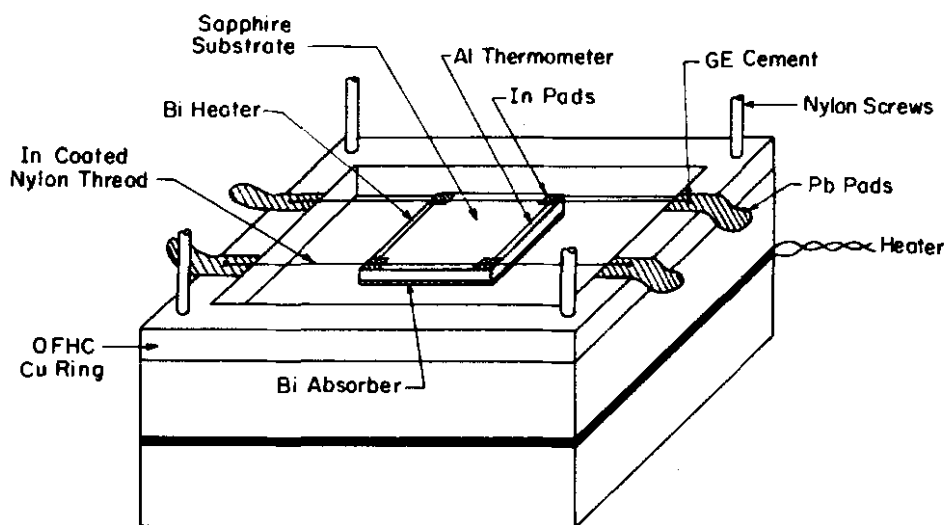


Рис. 3. Устройство *TES* детектора [50].

Разогрев абсорбера фиксирует расположенный на мембране термометр, в качестве которого используется тонкая сверхпроводящая пленка. Рабочая температура *TES* термометра устанавливается внутри узкой области сверхпроводящего перехода с помощью дополнительного прецизионного подогрева. В этих условиях небольшое изменение температуры поглотителя приводит к значительному изменению сопротивления термометра, которое измеряется на постоянном токе. Долгое время *TES* не находили практического применения, вследствие трудности согласования их сопротивления (порядка нескольких Ом) с существовавшими на тот момент усилителями. Вначале использовались сравнительно сложные цепи с использованием схемы взаимной корреляции для подавления шума [51] в сочетании с повышающим трансформатором, в том числе термометр изготавливался в виде длинных меандров с высоким нормальным сопротивлением [52, 53]. Проблема была решена, благодаря использованию сверхпроводящего квантового интерферометра (*SQUID* - *Superconducting Quantum Interference Device*) в качестве усилителя тока, который легче согласовать с *TES* детектором [32]. Другой проблемой являлось температурная стабилизация в узкой области сверхпроводящего перехода. Когда детектор смещен по току так, что этот ток

вызывает небольшой разогрев термометра, то флуктуации могут привести к лавинообразному переходу термометра в нормальное состояние вследствие положительной электротермической связи. Если же ток смещения не используется для подогрева термометров до оптимальной температуры, то даже небольшая разность критических температур нескольких *TES* в массиве детекторов может приводить к существенно разным сопротивлениям при одинаковой температуре криостата, что может потребовать индивидуального смещения для каждого термометра. В работе [32] показано, что при смещении *TES* по напряжению ($U = \text{const}$) возникает электротермическая отрицательная обратная связь (ООС), которая позволяет использовать подогревающий термометр ток и, таким образом, уменьшить чувствительность к колебаниям температуры криостата, а также избежать перегрева сверхпроводящей пленки. Как только сопротивление *TES* изменяется, происходит перераспределение токов, протекающих через R_{TES} и шунтирующее сопротивление R_L , которое выбирается много меньше рабочего сопротивления сверхпроводящей пленки (термометра) и обычно составляет $\approx (0,01...0,1) R_N$ (см. рис. 4).

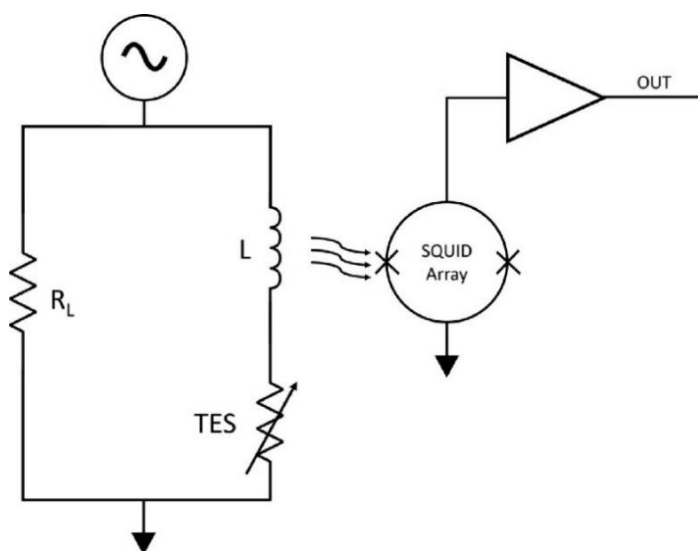


Рис. 4. Схема смещения и считывания болометра на краю сверхпроводящего перехода с применением *SQUID*-усилителя [54].

Таким образом, обратная связь делает устройство саморегулирующимся и стабильным по отношению к случайным возмущениям температуры. Уровень ООС можно охарактеризовать коэффициентом усиления контура [55]

$$\mathcal{L}(\omega) = \frac{\alpha P_{bias}}{GT(1+i\omega\tau)} = \frac{\mathcal{L}(0)}{(1+i\omega\tau)} \quad (18),$$

где $\alpha = \frac{T}{R} \frac{dR}{dT}$ – нормированный на рабочую температуру и нормальное сопротивление пленки параметр, описывающий резкость сверхпроводящего перехода,

P_{bias} – мощность смещения,

$G = \frac{dP_{total}}{dT}$ – дифференциальная теплопроводность при некоторой температуре T .

Токовая чувствительность TES с ООС определяется как [55]

$$S_I = \frac{dI}{dP} = -\frac{1}{V_{bias}} \cdot \frac{\mathcal{L}(0)}{\mathcal{L}(0)+1} \cdot \frac{1}{(1+i\omega\tau_{eff})} \quad (19),$$

где V_{bias} – постоянное напряжение смещения,

$$\tau_{eff} = \frac{\tau}{\mathcal{L}(0)+1} = \frac{C}{G \cdot (\mathcal{L}(0)+1)} - \text{эффективная постоянная времени.}$$

При условии $\mathcal{L}(0) \rightarrow \infty$ и $\omega \ll 1/\tau_{eff}$ отклик становится линейно зависим от напряжения, а именно $S_I \sim -\frac{1}{V_{bias}}$. При этом происходит подавление шума Джонсона-Найквиста; доминирующим становится термодинамический шум. Кроме этого, схема с ООС позволяет устойчиво

смещать большой массив детекторов [56] и способствует расширению динамического диапазона термометра [32]. Данные решения позволили строить матрицы детекторов с использованием различных методов мультиплексирования, такие как мультиплексирование с временным разделением (*TDM – Time Division Multiplexing*) [57], частотное мультиплексирование (*FDM – Frequency Division Multiplexing*) [58] и мультиплексирование с кодовым разделением (*CDM – Code Division Multiplexing*) [59]. Интересный подход был продемонстрирован в работе [60]. Он заключается в использовании отражения микроволн от выходных цепей *SQUID* усилителей, импеданс которых зависит от сопротивления *TES*, что позволяет использовать принцип *FDM*.

1.6.2. Детектор на кинетической индуктивности (*MKID – Microwave Kinetic Inductor Detector*)

В 1987 году впервые был упомянут сверхпроводящий детектор, основанный на явлении кинетической индуктивности, связанной с инерцией носителей тока [61]. Изменение индуктивности приводит к изменению импеданса и, как следствие, изменению тока в цепи, что является мерой принятого сигнала. Наибольшая зависимость кинетической индуктивности от температуры, и соответственно отклика, наблюдается вблизи критической температуры, поэтому первые детекторы работали вблизи T_c . Однако в работе [62] было предложено использовать более низкие температуры ($T \ll T_c$). Время жизни квазичастиц с уменьшением температуры растет, что, в итоге, компенсирует падение отклика при уменьшении кинетической индуктивности вдали от T_c . Поскольку кинетический эффект мал, то необходим метод его точного измерения. Было предложено использовать измерение вариаций добротности сверхпроводящих микрорезонаторов, которые играют роль фильтров для построения *FDM* матриц таких детекторов. Эта идея была

описана еще в патенте 1990 года [63]. Однако, измерение добротности каждого отдельного резонатора планировалась с помощью индивидуального диода Шоттки, а считывание матрицы - с помощью коммутации пикселей сверхпроводящими ключами. Эта схема оказалась слишком сложна для практической реализации и была заменена *HEMT* (*High Electron Mobility Transistor*) усилителем вместо *SQUID* усилителей, использующихся в первых вариантах детектора [61, 62]. Такие усилители обладают очень большой полосой пропускания, обычно $1 \div 10$ ГГц и могут одновременно обслуживать до тысячи резонаторов. Данное обстоятельство позволило с легкостью объединять одиночные детекторы в массивы большого формата с использованием зондирующего сигнала гребенчатого спектра, частоты которого соответствовали резонансным частотам отдельных пикселей [64]. В начале 2000-ых годов были продемонстрированы такие детекторы [65, 66]. Схематическое представление *MKID* показано на рисунке 5.

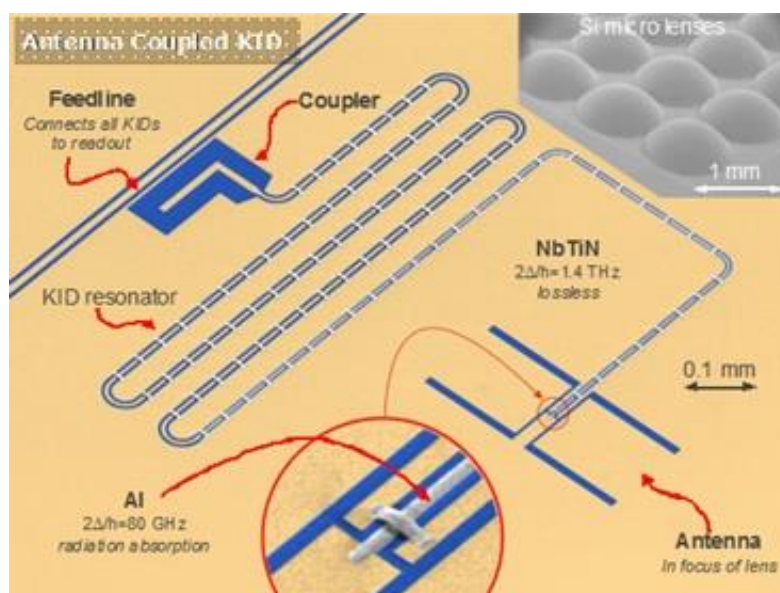


Рис. 5. Иллюстрация конструкции детектора на кинетической индуктивности [67].

В наиболее часто используемой конфигурации резонансный элемент представляет собой четвертьволновой отрезок копланарного волновода (CPW), связанный электрической емкостью с линией пробного (зондирующего) сигнала, в которую подается гребенчатый спектр, соответствующий частотам всех пикселей матрицы. Наиболее чувствительной к вариациям индуктивности частью такого распределенного резонатора является область с максимальным током. Именно сюда встраивается антенна, которая принимает высокочастотное излучение и инжектирует высокочастотные фотоны в специальную секцию резонатора, играющую роль поглотителя. Секция поглотителя изготавливается из металла, в котором куперовские пары имеют энергию спаривания, меньшую чем энергия поступающих фотонов, поэтому инжектированные фотоны разрушают часть сверхпроводящих носителей, уменьшая их концентрацию и увеличивая таким образом кинетическую индуктивность и потери в этой области резонатора. В результате изменяется амплитуда и фаза резонатора, как показано на рис. 6.

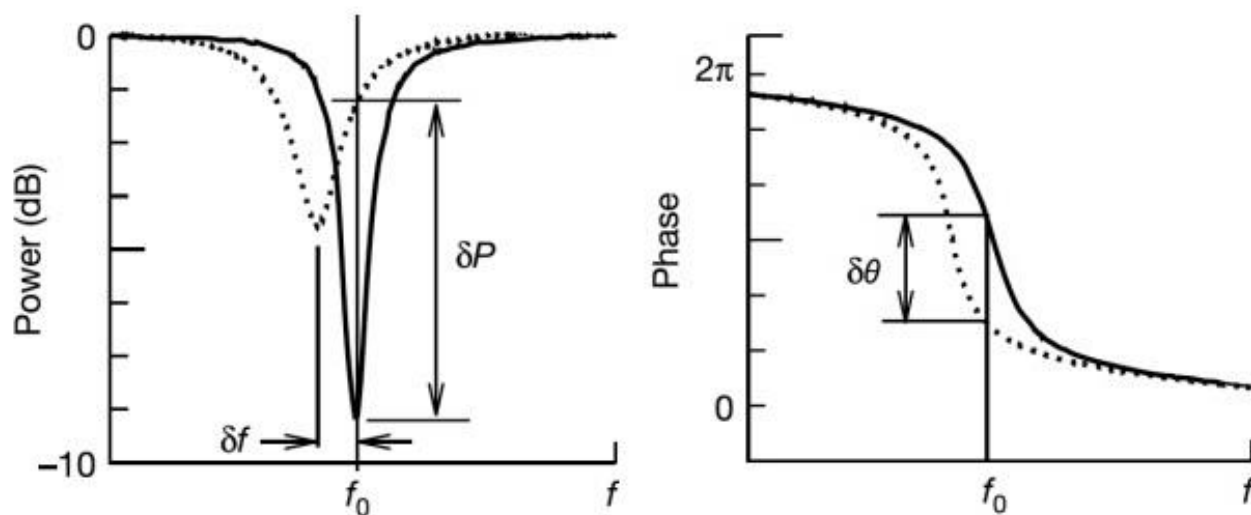


Рис. 6. Отклик детектора на кинетической индуктивности на регистрируемое излучение [65].

1.6.3. Прямой детектор на горячих электронах (*HEDD – Hot electron direct detector*)

Традиционно болометры рассматривались как приборы с большим временем отклика, так как приходилось жертвовать быстродействием ради чувствительности. Как уже было сказано выше, данной проблемы можно избежать путем уменьшения теплоемкости абсорбера. В работе [68] было предложено использовать электронную подсистему пленки в роли поглотителя электромагнитного излучения. В то же время разогрев электронной подсистемы приводит к переходу этого же ансамбля электронов из сверхпроводящего состояния в нормальное, выступая здесь также в качестве термометра. Таким образом удалось объединить в одном элементе, сверхпроводящем мостике (см. рис. 7), и поглотитель, и терморезистор. Такой болометр был назван прямым детектором на горячих электронах [68].

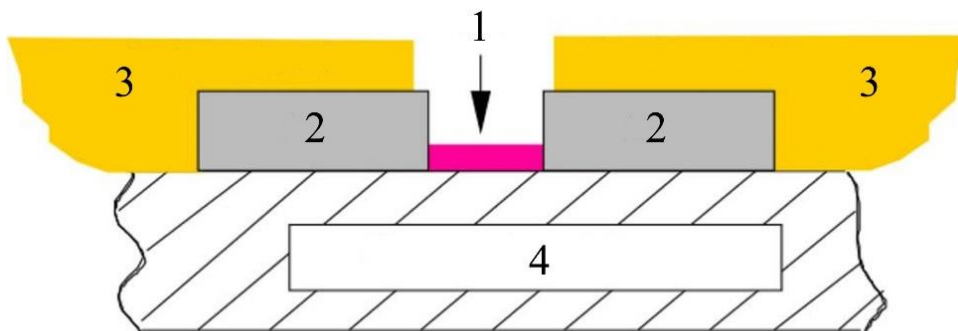


Рис. 7. Схематичное изображение детектора на горячих электронах [68]:

- 1 – чувствительный элемент на краю сверхпроводящего перехода,
- 2 – сверхпроводящие берега, препятствующие диффузии разогретых электронов из чувствительного элемента, 3 – приемная антенна, 4 – диэлектрическая подложка.

Детектор *HEDD* является неравновесной разновидностью *TES* и имеет схожий принцип функционирования. Устройство с помощью отрицательной

обратной связи удерживается в узком интервале температур сверхпроводящего перехода, так что малая поглощенная мощность приводит к большому изменению сопротивления и, как следствие, тока в цепи. Считывание отклика обеспечивается также *SQUID* усилителем. Имея идеологическое сходство с *TES* детектором, *HEB* лишен некоторых его недостатков и имеет ряд серьезных преимуществ. Размер мостика, в отличие от поглотителя в *TES*, может быть маленьким, так как поглощающее излучение не конвертируется в тепло на площадке размером с пятно Эйри, а преобразуется с помощью антенны в ток, разогревающий электронный газ. Механизм релаксации тепла зависит от геометрических размеров мостика. В мостиках, размер которого не превосходит длину L_{e-e} , доминирует электрон-фононное взаимодействие, описанное в пункте 1.3.3. Для коротких мостиков механизмом охлаждения является диффузия горячих электронов из мостика [69]. В таких случаях предотвращения диффузии горячих электронов применяются, так называемые, Андреевские зеркала. Такие зеркала основаны на эффекте Андреевского отражения [70] и представляют собой интерфейс между нормальным металлом или сверхпроводником с одной стороны и со сверхпроводником с более высокой критической температурой – с другой, как показано на рисунке 9. Таким образом электрон-фононное взаимодействие может быть сделано доминирующим эффектом даже в коротких мостиках. Время электрон-фононного взаимодействия является временем откликом детектора, что в совокупности с рекордной чувствительностью [71], позволило достичь с помощью *HEDD* ранее недостижимых характеристик: *NEP*, быстродействия, помехозащищенности.

Глава 2. Материалы для сверхпроводящего болометра с электронным газом

2.1. Введение

Растущие требования по чувствительности детекторов и созданию матриц детекторов, состоящих из тысяч одиночных приемников, ставят новые задачи перед разработчиками. Детекторы на краю сверхпроводящего перехода обладают высокой чувствительностью, но, создание на этой технологии матриц детекторов требует сложной системы считывания на основе *SQUID* усилителей, что отражается в размерах приемника. Детектор же на основе кинетической индуктивности лишен этого недостатка: система считывания проста в реализации и требует одного относительно недорогого *HEMP* усилителя. Однако, чувствительность *MKID* меньше, чем у *TES*. Здесь возникает закономерный вопрос-мотивация: возможно ли реализовать считывание *TES/HEDD* с использованием частотного мультиплексирования, как это реализовано в *MKID*, и на этой основе разработать матричный детектор, имеющий потенциал в достижении рекордной чувствительности, как у *HEDD*?

Здесь возникают несколько проблем, решение которых не удастся обойти при движении к намеченной цели:

1. Импеданс *TES/HEDD* составляет единицы Ом, поэтому такой довольно высокоомный нелинейный резистор не может быть включен в резонатор с высокой добротностью, как это реализовано в случае *MKID* детектора.
2. Энергия сверхпроводящей щели вблизи сверхпроводящего перехода стремится к нулю, поэтому нелинейный отклик мостика на микроволновое воздействие может попросту исчезнуть, что означает отсутствие отклика резонатора.

3. Если нелинейный СВЧ-отклик возможен, то возможна ли работа такого детектора в режиме с чисто резистивной нелинейностью, аналогичной в детекторе на краю сверхпроводящего перехода, *TES*, работающим на постоянном токе?

Данная диссертационная работа является попыткой ответить на эти вопросы. Детектор, работающий на краю сверхпроводящего перехода с СВЧ считыванием, будем называть *RF TES* (*Radio Frequency Transition Edge Sensor*).

2.2. Метод частичного включения высокоомной нагрузки в высокочастотный резонатор

Рассмотрим эквивалентные схемы детекторов *TES*, *MKID* и *RF TES* со сосредоточенными элементами, представленные на рисунках 8, 9 и 10 соответственно. Чувствительная часть (термометр) для простоты заменена переменным (нелинейным) резистором R_B . Резонансные контуры играют роль *FDM*-фильтра. В случае детектора на краю сверхпроводящего перехода частоты схемы из рис. 8 ограничены до ~ 1 МГц типичными параметрами: $R_{B1} \approx 1$ Ом, $L_R \approx 10$ мкГн и $C_R \approx 1$ нФ. Для указанных параметров результирующая добротность является относительно низкой, около 100.

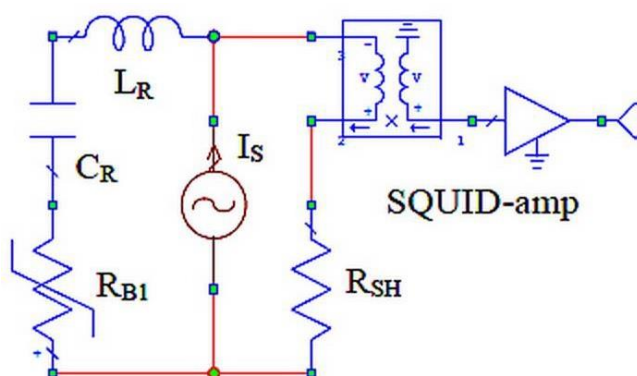


Рис. 8. Эквивалентная схема *TES* детектора. L_C - индуктивность связи, R_{sh} – шунтирующее сопротивление, L_R и C_R – индуктивность и емкость резонатора соответственно.

Режим с высокой добротностью реализуется в детекторах с кинетической индуктивностью (см. 9).

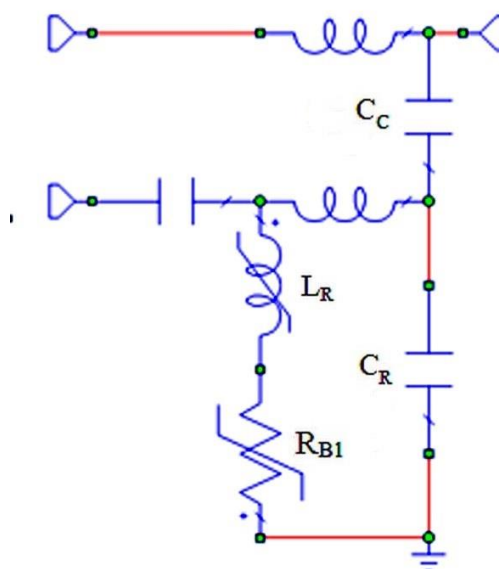


Рис. 9. Эквивалентная схема четвертьволнового высокодобротного резонатора. C_C – емкость связи.

Полный ток резонатора протекает через R_{B1} , достижение режима с высокой добротностью возможно только при значениях сопротивления мОм.

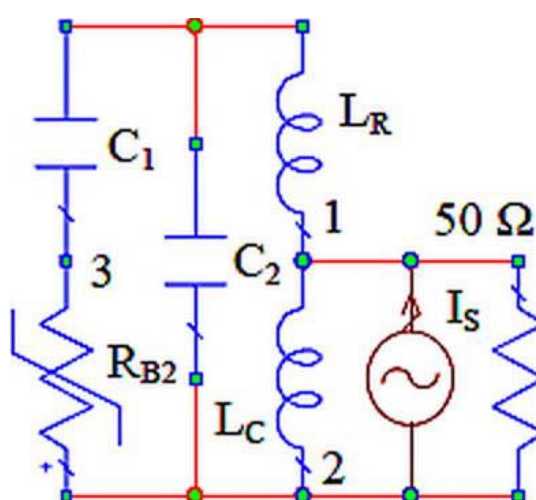


Рис. 10. Схема частичного включения высокоомной нагрузки в четвертьволновой резонатор; L_c - индуктивность связи.

Аналогичную добротность можно получить с использованием схемы на рис. 10. Для этого резонаторы должны рассеивать одинаковую мощность на нагрузках R_{B1} и R_{B2} , что можно записать следующим условием:

$$I_1^2 R_{B1} = I_2^2 R_{B2} \quad (20).$$

В случае рис. 11 ток через резонатор распределяется между двумя ветвями в пропорции

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{C_2}{C_1 + C_2} \approx \frac{C_2}{C_R} \quad (21).$$

Здесь мы предполагаем, что $C_2 \ll C_1 \approx C_R$. Тогда условие равной добротности можно записать:

$$R_{B2} \approx R_{B1} \cdot \left(\frac{C_1}{C_2}\right)^2 \quad (22),$$

а добротность

$$Q = \frac{1}{R_{B2}} \cdot \left(\frac{C_1}{C_2}\right)^2 \cdot \sqrt{\frac{L_R}{C_1}} \quad (23).$$

Например, $Q \approx 10^4$ может быть достигнуто либо для $R_{B1} = 0,001$ Ом при соотношении $C_1/C_2=0.01$, либо для $R_{B2} \approx 10$ Ом, при условии $C_1/C_2=100$. Общим условием является равенство резонансных частот: $C_2 + C_1 = C_R$.

Таким образом, выше продемонстрировано, что значительный импеданс нелинейного элемента не является препятствием для создания цепи для высокодобротной селекции пикселей методом *FDM*.

2.3. Выбор материала для резонансного контура и чувствительного элемента детектора

Ключевым элементом болометра является его чувствительный элемент. Реализация модели электронного газа позволяет раскрыть потенциал в области предельной чувствительности и быстродействия, а считывание состояния чувствительного элемента с помощью резонансных структур – конструировать интегральные матрицы. Для построения *FDM*-матриц целесообразно использовать сверхпроводящие резонаторы на основе копланарных волноводов, обладающих чрезвычайно малыми потерями. Однако, с ростом частоты и с приближением к критической температуре потери в сверхпроводнике, описываемые теорией Маттиса-Бардина, растут, что приводит к необходимости—использования материала с достаточно высокой критической температурой, например, ниобий. Пленки ниобия, в зависимости от толщины, демонстрируют критическую температуру в диапазоне от 4 до 9.5 К [72, 73]. Были проведены исследования критической температуры пленок ниобия в зависимости от их толщины.

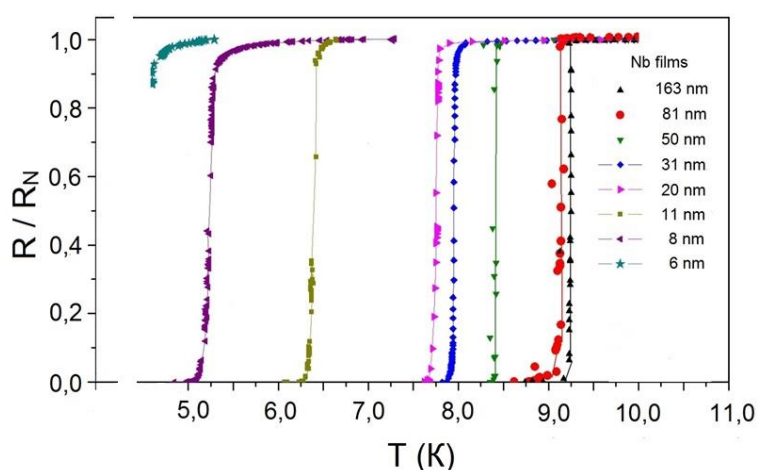


Рис. 11. Нормированные зависимости сопротивления пленок ниобия различной толщины от температуры. Измерения проводились

А. А. Кузьминым.

Следует отметить, что на значение критической температуры оказывают влияние структурные особенности пленок, зависящие от используемой подложки, метода напыления.

Критические температуры пленок близки к результатам работ [72, 73]. На основании данных с рис. 14 была получена зависимость критической температуры пленок ниобия от толщины (рис. 12).

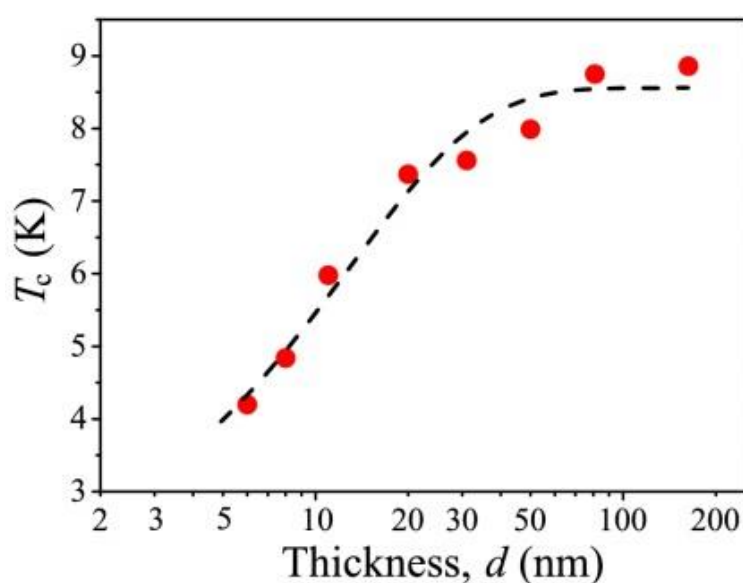


Рис. 12. Зависимость критической температуры ниобия от толщины пленки.

Чувствительный элемент детектора (пленочный микромостик) функционирует вблизи критической температуры сверхпроводящего перехода. Известно, что шумы уменьшаются с уменьшением рабочей температуры. Здесь мы сталкиваемся с фундаментальным противоречием. С одной стороны, для улучшения NEP необходим материал с меньшей критической температурой. С другой стороны, уменьшение целевой энергии ограничивает частоту считывания, так как приводит, согласно теории Маттиса-Бардина, к значительному «размытию» сверхпроводящего перехода, то есть к ухудшению крутизны температурного отклика dR/dT . Вышесказанное означает, что необходимо искать некий компромисс. Поэтому ограничимся рассмотрением материалов, обладающие критической

температурой до ~ 1 К. Стоит заметить, что тонкие неупорядоченные пленки часто имеют более высокую критическую температуру, чем их «объемные» аналоги. Наиболее ярким примером существенного увеличения критической температуры является бериллий (*Be*). Согласно справочным материалам, его T_c может меняться с сотен миллиКельвин в объемном образце до 8 К в пленочной геометрии [74, 75].

Таблица 1. Некоторые материалы, обладающие сверхпроводящими свойствами при температурах ниже 1 К.

Материал	T_c (К)	Диапазон T_c пленок (К)	Ссылки
<i>Be</i>	0.024	~ 8	[74, 75]
<i>Hf</i>	0.12 – 0.13	0.2 – 0.5	[76, 77]
<i>Ti</i>	0.4	0.3 – 0.6	[78, 79]
<i>Cd</i>	0.52 – 0.6	0.9 – 1.1	[80, 81]
<i>Zr</i>	0.55	—	[82]
<i>Zn</i>	0.825 – 0.875	~ 1.4	[80, 83]

Отметим, что в таблице указаны не все формально подходящие сверхпроводящие материалы с низкой критической температурой вследствие их специфики. Примерами служат модификация урана ромбической сингонии (α -*U*) [84, 85], иридий (*Ir*) [86], рутений (*Ru*) [87], осмий (*Os*) [87], обладающими критическими температурами 0.7 К, 0.11 - 0.38 К, 0.49 К и 0.66 К соответственно. Из анализа таблицы становится ясно, что «компромиссными» материалами являются два материала из середины таблицы: титан (*Ti*) и гафний (*Hf*). Данные материалы довольно широко используются в сверхпроводящей электронике, что уменьшает затраты на

отработку получения тонких пленок. В итоге, в качестве материала для чувствительного элемента (микромостика) был выбран гафний. Пленки гафния, интегрируемые в ниобиевый резонатор, имели сопротивление ~ 10 Ом на квадрат, а их критическая температура варьировалась в диапазоне 0.32-0.45 K (см. рис. 13).

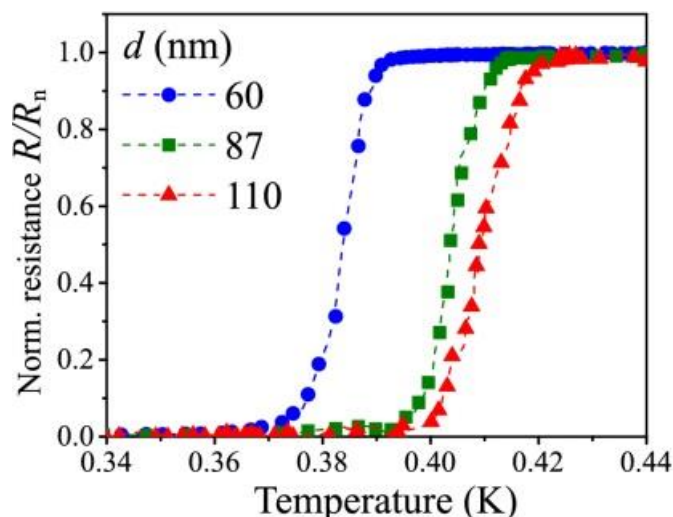


Рис. 13. Нормированные зависимости сопротивления пленок гафния различной толщины от температуры.

2.4. Оценка физических свойств пленок гафния

На основании полученных критических температур пленок гафния можно аналитически оценить некоторые важные параметры пленок, такие как размытие сверхпроводящего перехода на СВЧ, механизмы рассеяния в пленке гафния. В работе [88] исследовались пленки гафния с близкими критическими температурами, полученные методом напыления аналогичным нашему. Для оценки положим, что свойства исследуемых в данной работе пленок гафния близки свойствам пленок в работе [88], то есть пленки гафния являются разупорядоченными. Положим критическую температуру пленки гафния равную 0,38 K, что входит в диапазон температур наших экспериментальных

пленок, и воспользуемся известными физическими параметрами гафния, указанными в таблице 2.

Таблица 2. Некоторые параметры гафния. Данные из работы [86].

ℓ , нм	v_F , м/с	D , м ² /с	v_t , м/с	v_l , м/с	ρ , кг/м ³
0.97	$0.47 \cdot 10^6$	$1.48 \cdot 10^{-4}$	$1.97 \cdot 10^3$	$3.6 \cdot 10^3$	$13 \cdot 10^3$

Оценим некоторые параметры пленки. На основании формулы (5) глубина проникновения магнитного поля равна $\lambda_L(0) \approx 50$ нм; выполняется соотношение $\ell \ll \lambda_L(0)$. Длина когерентности по формулы (8) составила $\xi_0 \approx 1.6$ мкм, то есть $\ell \ll \xi_0$. С учетом данных соотношений для пленки выполняется локальный предел. Так как эффективная глубина проникновения магнитного поля (порядок мкм) значительно больше толщины пленки (> 100 нм), то для расчета применим пределом тонкой пленки. Используя формулы (10), (11) и (12), рассчитана температурная зависимость импеданса пленок гафния на частотах 1.5 и 5 ГГц. Результаты представлены на рис. 14.

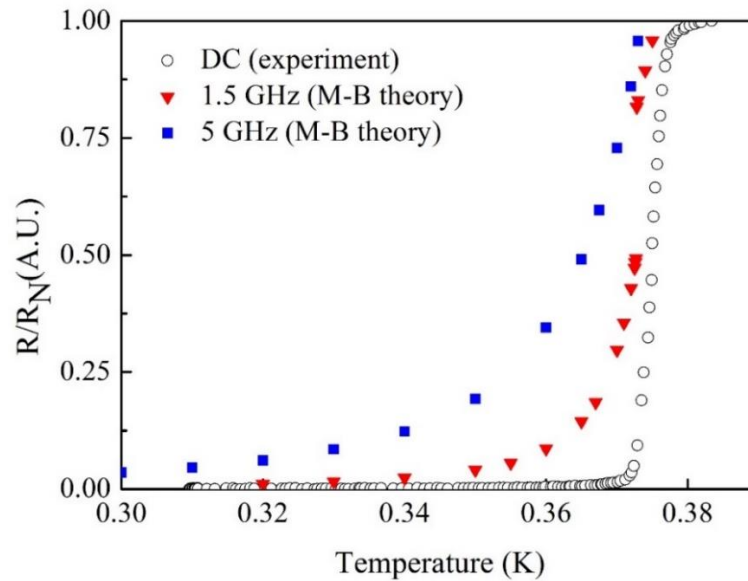


Рис. 14. Сверхпроводящий переход активной части импеданса пленки гафния, рассчитанный для нескольких частот.

Оценив температурную крутизну кривой $\frac{dR}{dT}$ на частоте 1,5 ГГц как достаточную, выбрали ее в качестве резонансной частоты *RF TES* детектора. Сигнал на частоте 1.5 ГГц в дальнейшем будет называться несущим или накачкой, а мощность данного сигнала – мощностью накачки.

Вследствие ультранизких температур для пленок гафния выполняется условие грязного предела $\ell < \lambda_{ph}$. Согласно уравнению (16), параметр λ_{ph} равен 40 нм. Общее выражение для оценки скорости электрон-фононного взаимодействия в разупорядоченном материале представлено формулой (17). В случае $\mathcal{L} \rightarrow \ell$ выражение преобразуется

$$\tau_{e-ph}^{-1} = \frac{3\pi^4}{10} \frac{\beta_l \ell}{k_F^2} \frac{v_l^2}{v_t^5} \left(\frac{kT}{\hbar} \right)^4 \quad (24).$$

Чуть ниже станет понятна причина выбора данного условия. Используя равенства $\beta_l = \left(\frac{2}{3} \varepsilon_F \right)^2 \frac{N(0)}{2\rho v_l^2}$ [89] и $\sigma = \frac{2}{3} e^2 N(0) v_F \ell$ [42], получаем более удобную для практических расчетов формулу [88]:

$$\tau_{e-ph}^{-1} = \frac{\pi^4}{20} \frac{\sigma v_F}{e^2 \hbar^2} \frac{(kT)^4}{\rho v_t^5} \quad (25),$$

где σ – проводимость пленки в резистивном (не сверхпроводящем) состоянии, v_F – скорость электронов на поверхности Ферми.

Используя формулы (14) и (25), можно оценить интервал температур, где электрон-электронное взаимодействие превалирует над электрон-фононным взаимодействием.

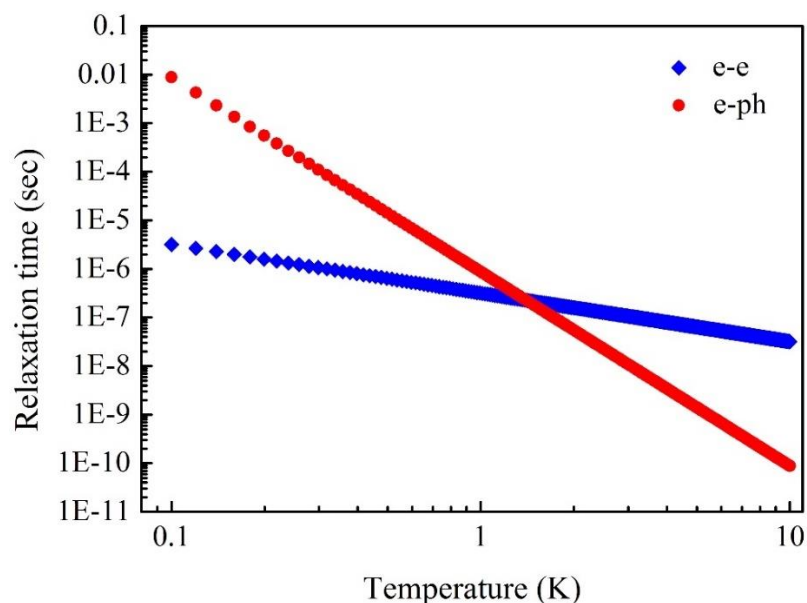


Рис. 15. Температурная зависимость электрон-электронного и электрон-фононного взаимодействий в пленке гафния.

Согласно рис. 15 электрон-электронное доминирует над электрон-фононным взаимодействием при температурах ниже 1 К.

2.4. Технология изготовления образцов

Были разработаны, изготовлены и экспериментально исследованы три конструкции чипа, настроенных на одну частоту ($\sim 1,5$ ГГц). Две микросхемы не имели чувствительного элемента, и использовались в качестве эталона резонатора. Один из этих чипов представлял собой четвертьволновой резонатор, изготовленный из однородной копланарной линии, как показано на рис. 16 (а). Другой тестовый чип представлял собой полностью структурированный детектор с двухщелевой антенной, как показано на рис. 16 (b), за исключением мостика, который был заменен перемычкой из ниобия.

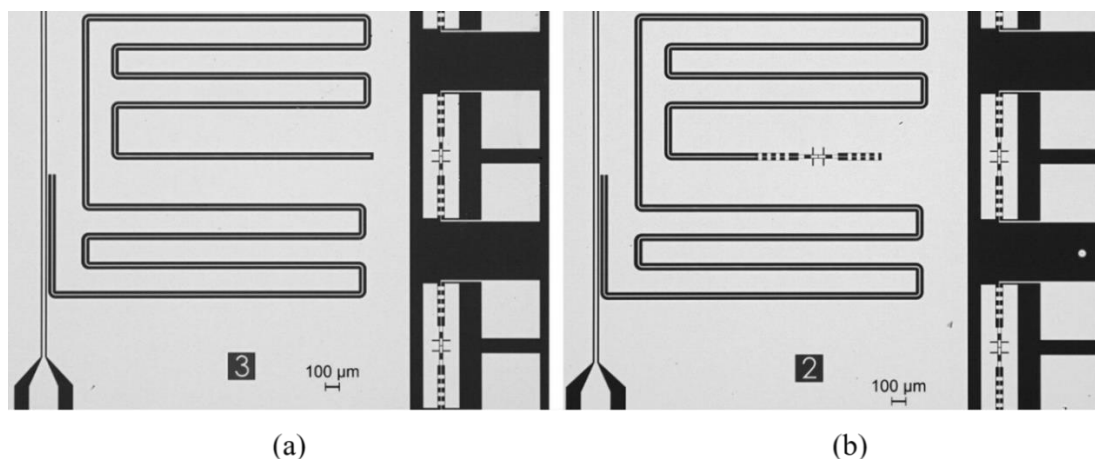


Рис. 16. Фотография экспериментальных чипов с резонаторами, рассчитанными на частоту 1,5 ГГц: (а) свернутый резонатор без неоднородности; (б) полностью структурированный образец с перемычкой из ниобия.

Резонаторы и остальные части цепей были выполнены из ниобиевой пленки толщиной 100 нм с критической температурой сверхпроводящего перехода ≈ 9 К. Третий чип (целевой) содержал интегрированный в антенну мостик из пленки гафния толщиной 50-80 нм, который показан на рисунках 17 и 18.

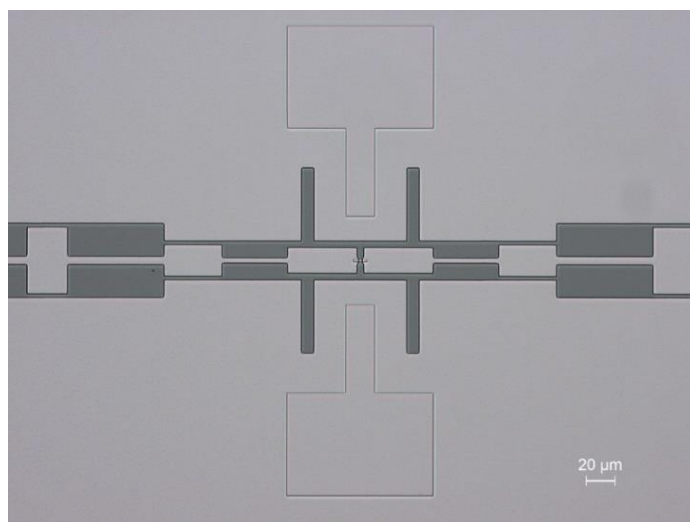


Рис. 17. Интегрированный в двухщелевую антенну гафниевый микромостик.

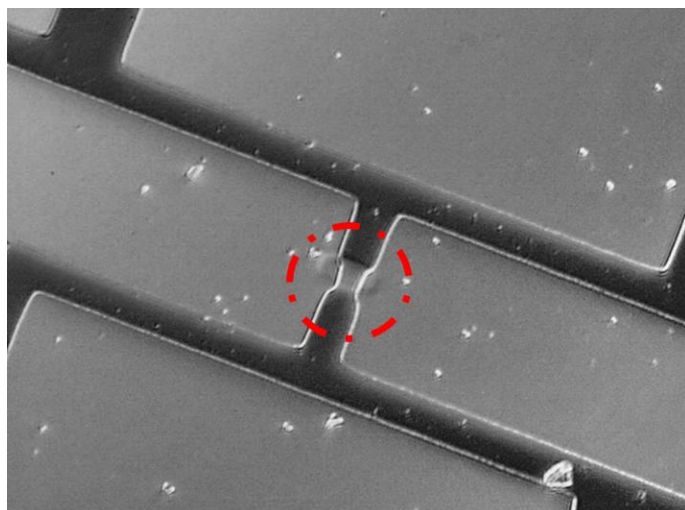


Рис. 18. Гафниевый мостик (выделен красным) размером $2,5 \text{ мкм} \times 2,5 \text{ мкм}$.

Для литографической обработки чипов использовался безмасочный лазерный литограф *Heidelberg μ PG 501*, для изготовления пленок – ниобий и гафний с чистотой 99,99%. Пленки напылялись на подложки из высокоомного кремния толщиной 500 мкм с использованием магнетронного распыления на постоянном токе при следующих условиях: базовое давление составляло $(8\text{--}9) \cdot 10^{-8}$ мбар, рабочее давление аргона составляло $5 \cdot 10^{-3}$ мбар. Скорость распыления составляла 22 нм/мин для ниобия и 28 нм/мин для гафния. Все образцы были сформированы с использованием стандартного процесса *lift-off*.

Глава 3. Подходы к конструированию и моделированию *RFTES* детектора

3.1. Выбор планарной антенны и ее моделирование

При выборе планарной антенны очевидным требованием является удобство интегрирования в копланарную линию передачи и возможность ее эффективного согласования со сравнительно низкоомным микромостиком (десятки Ом) в широкой полосе частот. Удобным выбором является двойная щелевая антенна, имеющая соединение антенны с детектором в виде копланарной линии, которую целесообразно сделать продолжением копланарного резонатора, аналогично *MKID*. Антенна характеризуется линейной поляризацией, симметричной диаграммой направленности (при определенных параметрах) и, в сочетании с иммерсионной линзой, позволяет получать высокоэффективные оптические характеристики.

Моделирование антенны осуществлялось с помощью метода моментов. Его детальное описание можно найти в приложении 1. Параметры антенны должны быть подобраны таким образом, чтобы ее центральная частота антенны была равна 650 ГГц. Однако, для получения требуемой центральной частоты в эксперименте, при расчете ее необходимо несколько завысить. Причина намеренного завышения частоты будет объяснена несколько позже. В данном случае расчетная центральная частота составила 750 ГГц. Настраиваемыми параметрами двущелевой антенны являются длина щелей (L_{ant}), которая задает центральную частоту, расстояние между щелями антенны (S_{ant}), которая определяет симметрию диаграммы направленности, и ширина щелей (W_{ant}), от которой зависит импеданс в точке питания антенны. Варьируя данные параметры, важно добиться симметричности диаграммы направленности. Для ее нахождения необходимо знать напряжение на антенне, которое можно рассчитать, используя метод моментов. Для этого

формируется матрица иммитансов, с помощью которой находится обратная ей матрица и необходимый вектор напряжений.

$$\begin{pmatrix} Y_{11}^{11} & \dots & Y_{1N}^{11} & Y_{1(N+1)}^{12} & \dots & Y_{1(2N)}^{12} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ Y_{N1}^{11} & \dots & Y_{NN}^{11} & Y_{N(N+1)}^{12} & \dots & Y_{N(2N)}^{12} \\ Y_{(N+1)1}^{21} & \dots & Y_{(N+1)N}^{21} & Y_{(N+1)(N+1)}^{22} & \dots & Y_{(N+1)(2N)}^{22} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ Y_{(2N)1}^{21} & \dots & Y_{(2N)N}^{21} & Y_{(2N)(N+1)}^{22} & \dots & Y_{(2N)(2N)}^{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_{11} \\ \vdots \\ V_{1N} \\ V_{2(N+1)} \\ \vdots \\ V_{2(2N)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I_{11} \\ \vdots \\ I_{1N} \\ I_{2(N+1)} \\ \vdots \\ I_{2(2N)} \end{pmatrix}.$$

Для хорошей точности расчета, как отмечают хватает $N = 5$ разбиений. Важно отметить, что число N должно быть нечетным для удобства расчета. Метод вычисления элементов матрицы иммитансов описан в приложение 2. Найдя вектор напряжений, импеданс слота и взаимный импеданс выражаются как [90]

$$Z_{11} = 4\pi^2 \frac{V_{1P}}{I_{1P}} = [Y_{PP}]^{-1} \quad (26),$$

$$Z_{12} = 4\pi^2 \frac{V_{2(P+N)}}{I_{2(P+N)}} = [Y_{P(P+N)}]^{-1} \quad (27).$$

Импеданс двухщелевой антенны равен сумме Z_{11} и Z_{12} [91]. На рисунке 19 представлен зависимость ее импеданса от частоты для подобранных параметров антенны. График получен для следующих параметров антенны: $L_{ant} = 126$ мкм, $W_{ant} = 8$ мкм, $W_{ant} = 72$ мкм.

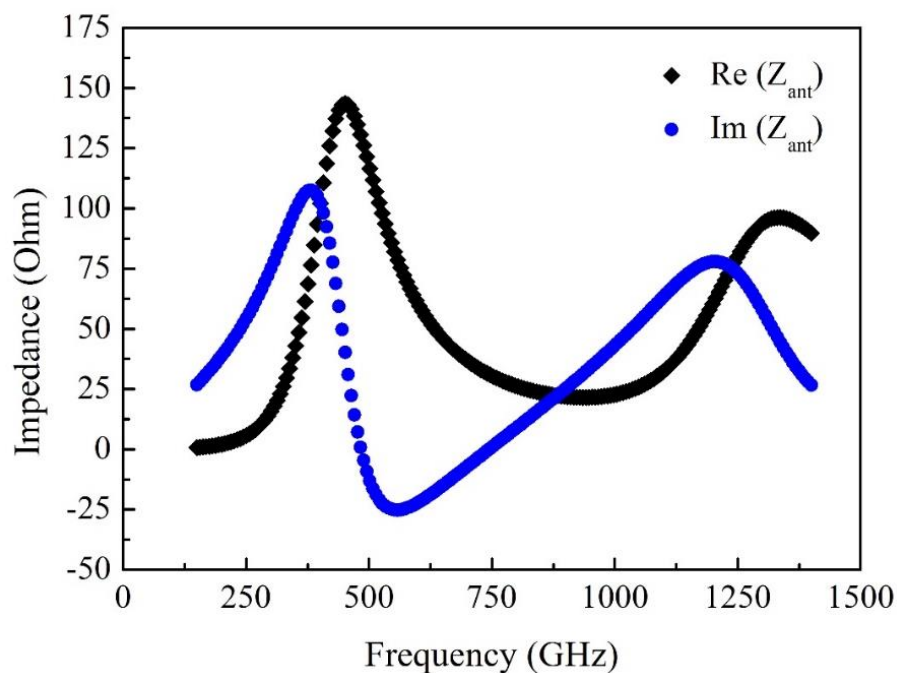


Рис. 19. Активный и реактивный части импеданса двухщелевой антенны.

Диаграмма направленности антенны с данными параметрами практически симметрична.

3.2. Согласование системы антенна-микромостик и проектирование полосно-заграждающих фильтров

Преобразованный антенной сигнал должен разогреть электронную подсистему мостика. Поэтому важно добиться максимальной передачи сигнала от антенны к чувствительному элементу путем согласования их импедансов с помощью трансформатора импеданса. Он представляет собой часть копланарной линии, импеданс которой Z_{trans} равен квадратному корню из произведения импедансов антенны Z_{ant} и мостика Z_{bridge} :

$$\sqrt{2} \cdot Z_{trans} = \sqrt{Z_{ant} \cdot Z_{bridge}} \quad (28).$$

Импеданс мостика в общем случае выражается следующим соотношением [92]:

$$Z_{bridge} = Z_{sheet} \frac{L_{bridge}}{d} + iX_{bridge} \quad (29).$$

Заметим, что энергия щели сверхпроводника вблизи критической температуры стремится к нулю, частота принимаемого сигнала (650 ГГц) велика и толщина пленки меньше глубины проникновения. Тогда поверхностный импеданс Z_{sheet} равен поверхностному сопротивлению R_{sheet} . Геометрической индуктивностью мостика X_{bridge} вследствие его малых размеров можно пренебречь. Таким образом, импеданс мостика можно принять равным сопротивлению мостика в нормальном состоянии R_N . На резонансной частоте импеданс антенны равен $R_{ant} = 30$ Ом (см. рис. 19). При характерных сопротивлениях мостика 20-50 Ом необходим трансформатор с импедансом Z_{trans} , лежащим в интервале 20-30 Ом на центральной частоте. Такой довольно низкий характеристический импеданс возможно получить при узком зазоре, который ограничен точностью литографического процесса (~ 2 мкм), или при широкой центральной линией копланарной линии. При этом ширина всей линии ($w_{trans} + 2s_{trans}$) ограничена длиной слота, равной 126 мкм. Ясно, что классическое решение согласования невозможно, и необходим некий компромиссный вариант. Был подобран трансформатор с импедансом ~ 30 Ом и параметрами линии $w_{trans} = 18$ мкм, $l_{trans} = 38$ мкм и $s_{trans} = 4$ мкм.

Специфика *RF TES* детектора состоит в том, что мостик является одновременно нагрузкой терагерцовой антенны и высокочастотного резонатора. Антенна передает сигнал на мостик по той же копланарной линии, по которой резонатор подает на мостик зондирующий ток накачки. Поэтому важно обеспечить поступление терагерцового сигнала только на микромостик.

Для этих целей применяют частотно-заграждающие фильтры, позволяющие создать для ТГц сигнала условие холостого хода (разрыва тока) в точках соединения антенны и таких фильтров. При этом они оказывают влияние на резонансную частоту антенны, смещая ее вниз. Данное обстоятельство и было причиной завышения проектируемой резонансной частоты. Частотно-заграждающий фильтр представляет собой чередующие четвертьволновые отрезки с малым и большим импедансом, настроенные на центральную частоту антенны и соединенные между собой последовательно. Для тока резонатора на частоте 1.5 ГГц они являются сосредоточенными элементами размером в сотые доли длины волны и потому практически прозрачными.

Расчеты и оптимизация практической топологии детектора были проверены в среде электромагнитного моделирования AWR [93].

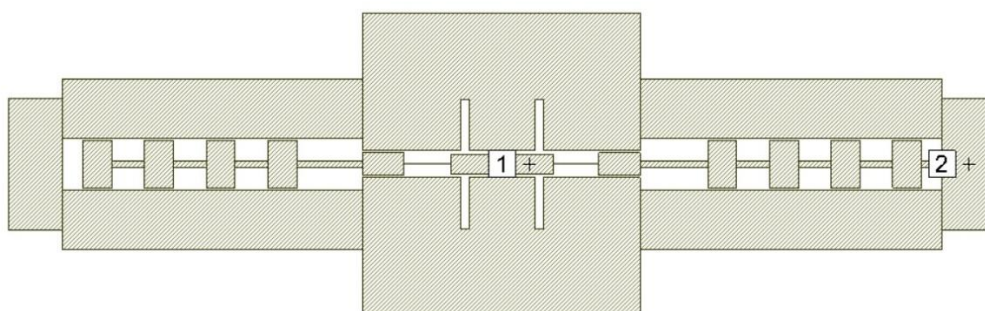


Рис. 20. Электромагнитная модель антенны с фильтрами в среде электромагнитного моделирования AWR.

Для оценки согласования антенны и мостика был произведен расчет коэффициента отражения от порта 1 для различных сопротивлений, имитирующих импеданс мостика. Согласно результатам расчета с рис. 21, за пределами диапазона частот 550-750 ГГц согласование с антенной резко ухудшается для любых значений сопротивления мостика. Это означает, что диапазон частот 550-750 ГГц следует считать оценкой сверху для вычисления мощности шума, принимаемого детектором.

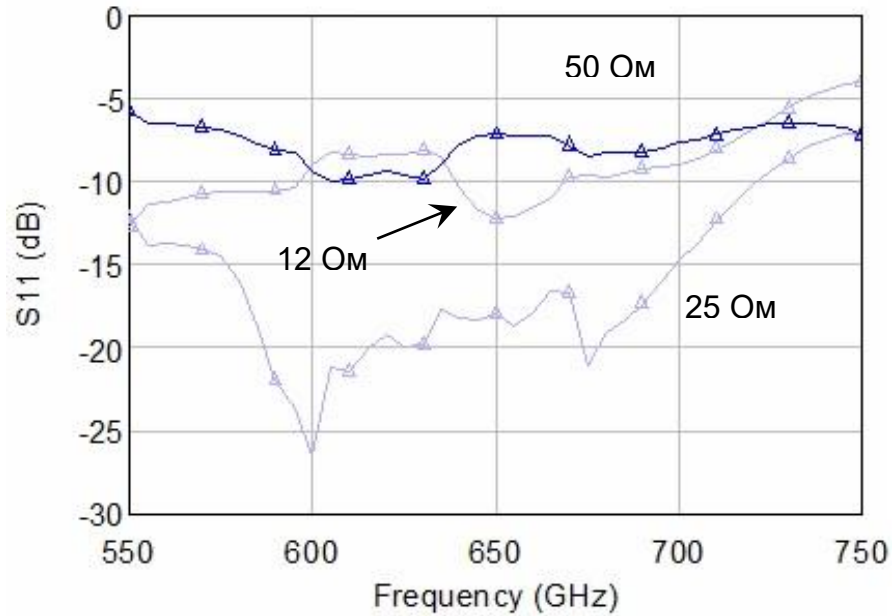


Рис. 21. Коэффициент отражения антенны с фильтрами для разных значений сопротивления мостика R : для всех значений в интервале $R=12\text{-}50\text{ Ом}$ коэффициент передачи сигнала от антенны к мостику превышает 80%.

Качество частотно-заграждающих фильтров отражает коэффициент передачи S_{21} от порта 1, расположенного сразу после левого слота антенны, и порта 2, установленного после частотно-заграждающего фильтра. Результат расчета показан на рис. 22.

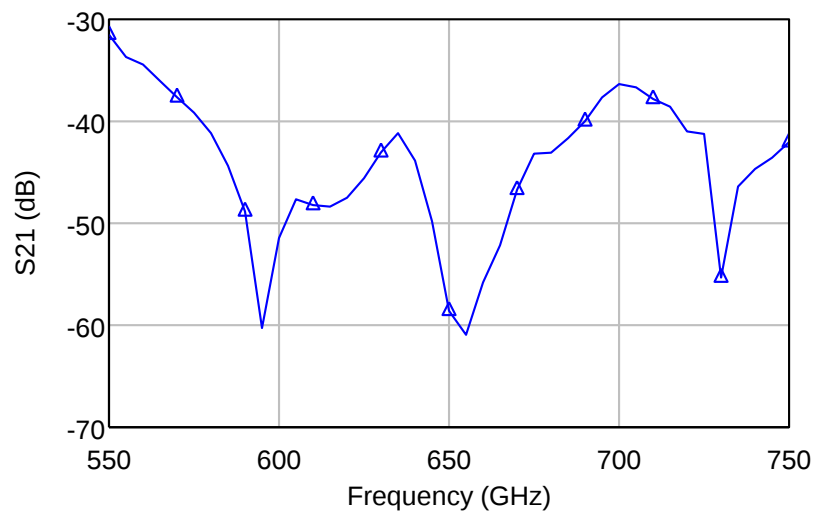


Рис. 22. Коэффициент передачи S_{21} цепочки фильтров.

Коэффициент передачи частотно-заграждающих фильтров в диапазоне частот не превышает -30 дБ (0,1%), что является хорошим результатом и означает, что такие фильтры практически полностью исключают потери полезного терагерцового сигнала в направлении резонатора в полосе частот работы антенны.

3.3. Расчет четвертьволнового резонатора

За основу резонансной структуры могут быть взяты планарные линии передачи резонансной длины, которые применяются при проектировании *MKID* детекторов, *SQUID* усилителей для *TES* детекторов [94], кубитов [95, 96]. Такие линии передачи отличаются компактностью, простотой изготовления и могут иметь различную топологию: полосковые, щелевые, копланарные линии и другие.

Расчётная длина четвертьволновой копланарной линии с шириной центрального проводника $w_{res} = 10$ мкм и щелью $s_{res} = 20$ мкм составляет 20300 мкм. Ее характеристический импеданс составил $Z_0 \approx 71$ Ом.

Система считывания вариаций импеданса мостика имеет общие черты с системой детектора на кинетической индуктивности: изменение в добротности резонатора отражается на коэффициенте пропускания S_{21} линии возбуждения. Однако, имеются существенные отличия. В главе 1 говорится о том, что чувствительным элементом *MKID* является некоторая часть резонатора, импеданс которой крайне мал. Расчет, сделанный в главе 2, дает оценку импеданса *MKID* порядка милли-Ом. Приемная антенна *MKID* интегрируется именно вблизи закороченной части резонатора. Открытый конец резонатора обеспечивает слабую емкостную связь со считывающей линией. В случае *RF TES* детектора чувствительным элементом является микромостик с сопротивлением порядка единиц или десятком Ом. В главе 2 было показано, что для достижения высокой добротности должно

выполняться соотношение $C_1/C_2 \gg 1$. Это означает, что мостик *RF TES* с антенной должен быть интегрирован в резонатор там, где импеданс в точке разрыва (в англоязычной литературе употребляется термин *embedded impedance*) имеет значение близкое к сопротивлению рабочей точки мостика ~ 1 Ом. Импеданс точки включения зависит от длины секции резонатора между открытым концом резонатора и точкой включения мостика. Расчеты показали, что по отношению к длине волны на частоте зондирования 1.5 ГГц длина такой секции пренебрежимо мала, и эта секция практически неотличима от сосредоточенной емкости. В реальной конструкции емкость C_2 определяется числом секций частотно-заграждающих фильтров. Для поиска точки включения была использована программа *AWR*. Значения импеданса включения для разных значений емкости C_2 в зависимости от числа секций частотно-заграждающих фильтров приведены в Таблице 3.

Таблица 3. Активный импеданс в точке включения мостика на частоте резонанса f_0 в зависимости от числа элементов частотно-заграждающего фильтра терагерцовых частот антенны, $N_{section}$.

$N_{section}$	0	1	2	3	4
R , Ом	48,4	15,9	10,4	6,5	1,5
C_2 , пФ	0.03	0.048	0.063	0.079	0.092

Была выбрана точка включения, равная 1.5 Ом, что означает использование фильтра с 4-мя секциями. Таким образом, мы сталкиваемся с необходимостью интегрировать мостик вблизи открытого конца резонатора, а связь используемого четвертьволнового резонатора со считывающей линией должна быть не электрической (емкостной), а магнитной (индуктивной). Возбуждение резонатора магнитным полем обеспечивалось с помощью

элемента связи на основе индуктивно-связанных копланарных линий, как показано на рис. 23.

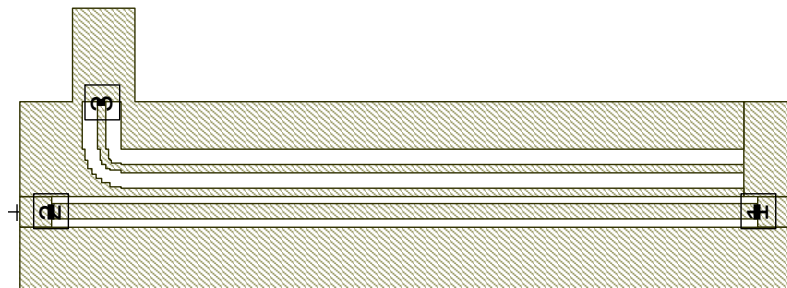


Рис. 23. Топология области магнитной (индуктивной) связи проходной линии возбуждения (порты 1 и 2) с резонатором (порт 3) в среде электромагнитного моделирования AWR.

Сигнал возбуждения резонатора и считывания его добротности с порта 1 передается на порт 2, при этом часть тока-ответвляется во вспомогательную линию (в линию связи с портом 3) за счет эффекта взаимной индукции в параллельных проводниках, а также за счет общего отрезка линии экранирующего тока, принадлежащего обоим копланарным волноводам (элемент связи). Элемент связи является частью резонатора в его закороченной области и одновременно частью проходной линии возбуждения между портами 1 и 2. Уровень ответвляемой мощности (тока) зависит от длины отрезка связи и ширины параллельных проводников. В данной конструкции используется элемент связи шириной 2 мкм и длиной 820 мкм.

На основании расчетов, приведенных в данной главе, был разработана топология чипа (см. рис. 24). Готовый файл с топологией образца загружается в память оптического литографа, по которой происходит засветка фоторезиста, предварительно нанесенного на подложку с металлической пленкой.

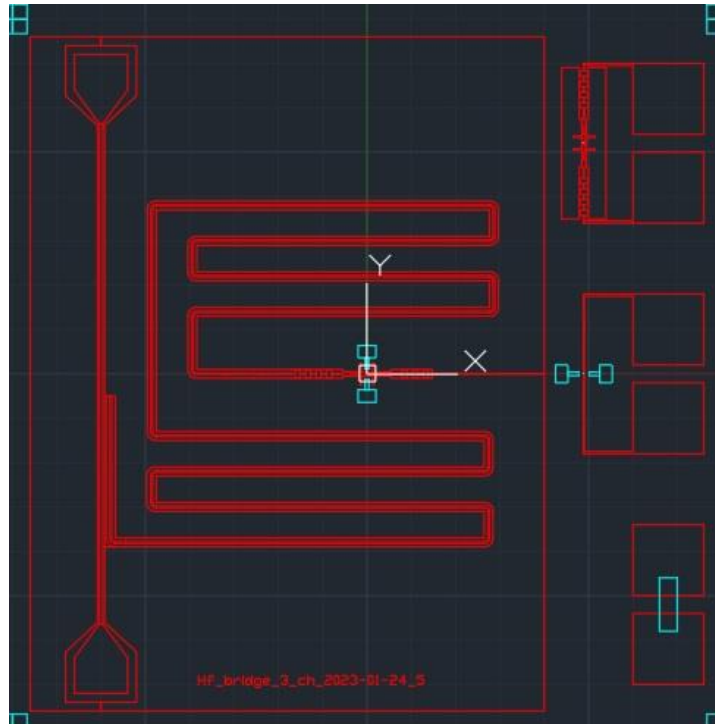


Рис. 24. Топология разработанного детектора. Изображение сделано в программе *AutoCAD*. Справа изображены дополнительные схемы для измерений на постоянном токе.

Глава 4. Экспериментальные методы исследования

4.1. Низкотемпературный криостат и система ввода сигналов

В криостате *Triton DR-200* компании *Oxford Instruments*, использованный в настоящей работе, реализован рефрижератор на пульсирующих трубках и циклом растворения на основе смеси изотопов гелия ^3He и ^4He с пятью ступенями, обладающих собственной рабочей температурой. В установившемся (стационарном) режиме работы температура первой ступени *PTR* криостата достигает 55 К, второй ступени – 3 - 4 К, третьей ступени – 1 К, четвертой ступени – ~ 100 мК, пятой – 30 мК. Для уменьшения влияния механических вибраций криостат смонтирован на демпфирующих подставках, компрессор располагается в подвальном помещении. Криостат снабжен восьмью высокочастотными разъемами и тремя разъемами *Fischer* с 24 *DC* контактами для ввода / вывода сигналов, связывающие низкотемпературную и комнатную части экспериментальной установки системой проложенных внутри криостата параллельных ВЧ и НЧ измерительных линий с возможностью интеграции в них дополнительных СВЧ и *DC* компонент. Например, такими компонентами могут быть аттенюаторы, циркуляторы, инжекторы постоянного тока (*bias tee*), высокочастотные усилители и т. д. На каждой его ступени для контроля температуры установлены термометры резистивного типа, а именно термометры на основе оксида рутения *IV*, угольные термометры, носящие коммерческое название «*Cernox*», и платиновый термометр. На ступенях криостата также установлены нагреватели, позволяющие поддерживать стабильную температуру. Управление температурными процессами в криостате осуществлялось с помощью резистивного моста (*bridge resistance*) компании *Lakeshore* с *PID*-регулятором.

4.2. Измерения добротности нагруженного резонатора

Общая схема экспериментальной установки представлена на рис. 25.

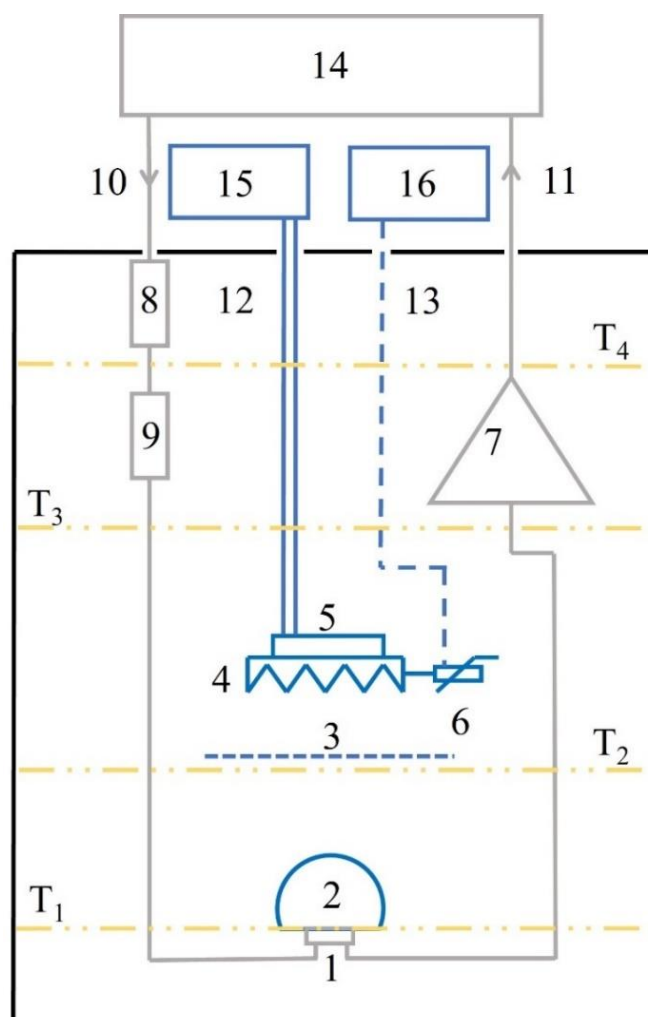


Рис. 25. Схема экспериментальной установки. Криостат и его температурные ступени изображены схематично. 1 – держатель и исследуемый чип, 2 – иммерсионная микроволновая линза, 3 – ИК-фильтр (опция), 4 – черное тело переменной температуры на основе сапфирового диска с резистивным покрытием, 5 – встроенный нагреватель, 6 – термометр, 7 – малошумящий усилитель с вентилем на входе, 8,9 – холодные аттенюаторы, 10, 11 – входные и выходные СВЧ-линии передачи анализатора цепей, 12 – линия для подогрева термодинамического излучателя, 13 – линия измерения

температуры черного тела, 14 – векторный анализатор цепей для измерения S_{21} , 15 – источник тока для нагрева черного тела, 16 – температурный контроллер в режиме измерения температуры черного тела.

Высокочастотный сигнал на частоте 1.5 ГГц подавался через два аттенюатора для подавления фоновых шумов 300 К: 10 дБ на ступени 3 К и 20 дБ на ступени 55 К. Усилители установлены на ступени 3 К на расстоянии $\approx 0,5$ м от детектора и соединены с ним коаксиальными сверхпроводящими кабелями диаметром 2 мм. Векторный анализатор цепей регистрировал коэффициент пропускания цепи S_{21} , в которую последовательно включен измеряемый чип, установленный в держатель с СВЧ разъемами.

4.3. Оптические измерения детектора

Экспериментальная установка для оптических измерений, помимо высокочастотной линии, обеспечивающей зондирование коэффициента передачи и вывод в рабочий режим детектора и считывание сигнала, также включает в себя оптический тракт и вспомогательное оборудование для его функционирования и контроля. Ключевым элементом оптической системы является черное тело – источник широкополосного термодинамического излучения (см. рис. 26). Широкополосный чернотельный излучатель монтировался к медной штанге, отводящей тепло на ступень испарения криостата (*Still plate*, $T = 0.8 - 1$ К). Источником излучения являлась тонкая резистивная пленка (≈ 1000 Ом/кв) из сплава *Fe-Cr-Ni*, нанесенная магнетронным распылением на лицевую поверхность сапфировой подложки толщиной 0.5 мм и диаметром 15 мм. Поверх резистивной пленки напылялись медные контакты, позволяющие равномерно инжектировать постоянный ток в резистивную пленку и нагревать ее постоянным током. На тыльной стороне подложки с помощью цианокрилатного клея устанавливался полупроводниковый термометр, позволяющий измерять стационарную

температуру системы пленка-подложка. Его показания считывались с помощью температурного контроллера.

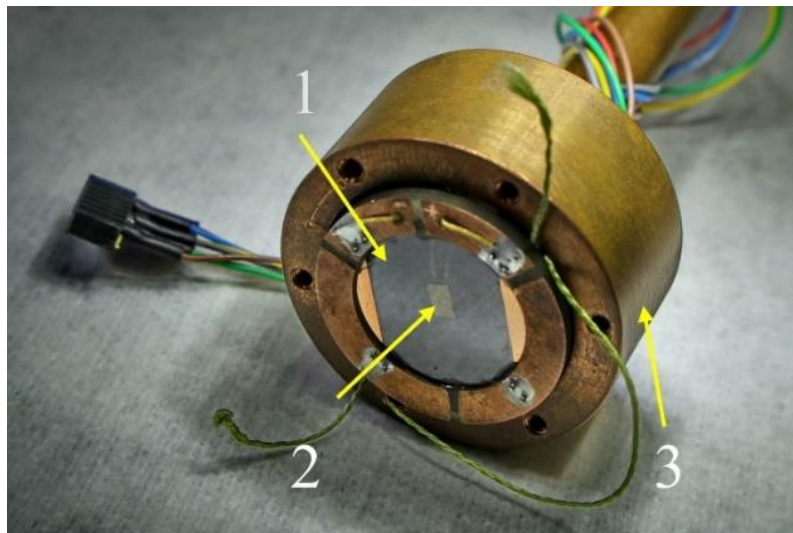


Рис. 26. Источник широкополосного излучения (1) с закрепленным на нем термометром (2) и держатель (3).

Пленка-поглотитель разогревалась током до 2 мА в диапазоне температур 2-10 К. Коэффициент черноты резистивной пленки был грубо оценен как 65%.

Передача электромагнитного излучения от черного тела к мостику осуществлялась двухщелевой антенной. Известно, что условием полного термодинамического контакта мостика и черного тела является перехват апертурой черного тела 100% диаграммы приема антенны. Планарные антенны не обеспечивают высокую направленность, поэтому используют фокусирующие иммерсионные линзы, имеющие плоскую тыльную поверхность [97]. Расположение чипа с антенной непосредственно на линзе, изготовленной из материала с близкой диэлектрической проницаемостью подложки, одновременно решает и проблему генерации поверхностных волн [97]. В нашем исследовании применялась удлиненная полусферическая иммерсионная линза диаметром 10 мм и высотой 6,5 мм, выполненная из

лейкосапфира с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon \approx 10$. С учетом диэлектрической проницаемости кремниевой подложки $\varepsilon \approx 12$ отражением на границе подложки с линзой можно пренебречь. Сферическая поверхность линзы была снабжена просветляющим покрытием для частоты 650 ГГц, снижающее потери отражения на границе воздух-диэлектрик [98]. Линза была вмонтирована в медный держатель; поверх плоской поверхности линзы была установлена печатная плата с СВЧ разъемами. Исследуемый детектор монтировался в детекторный блок на плоскую поверхность линзы; антенна помещалась в фокус линзы (рис. 27).

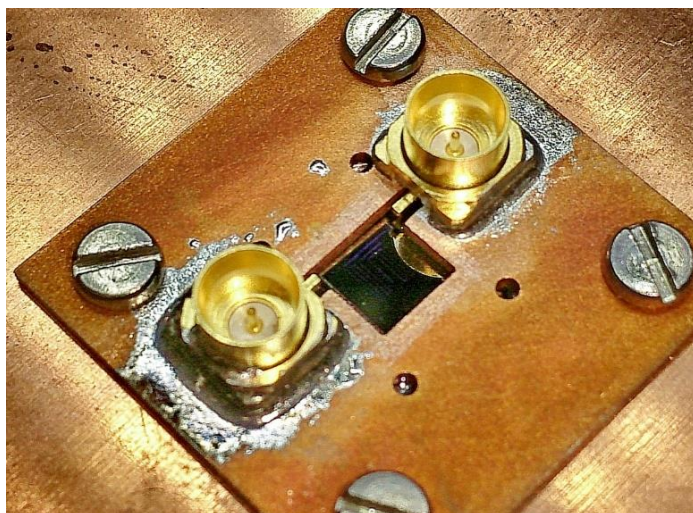


Рис. 27. Вариант печатной платы с разъемами и прорезью для установки детектора.

Передающая линия детектора последовательно включалась в измерительную цепь печатной платы посредством алюминиевых микропроводов. Их хороший электрический контакт с копланарными линиями печатной платы и чипа достигался методом ультразвуковой сварки.

Таким образом, детекторный блок интегрирует исследуемый образец в высокочастотную линию передачи и оптический тракт.

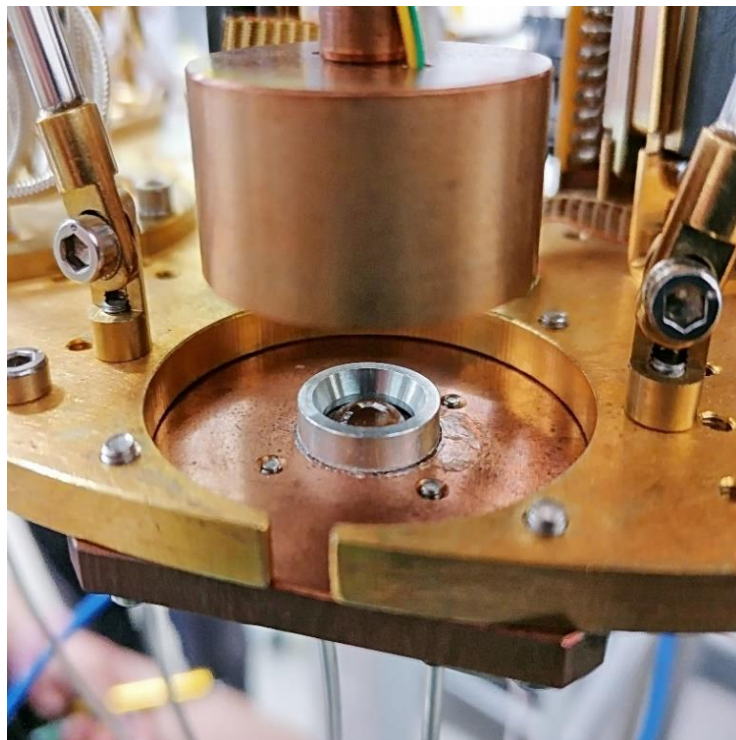


Рис. 28. Интегрированная с держателем чипа иммерсионная линза, установленная в криостат над широкополосным излучателем.

4.4. Исследование характеристических времен нагрева и релаксации чернотельного излучателя

Важными параметрами излучателя являются его характеристические времена нагрева и релаксации. Данные параметры ограничивают сверху частоту амплитудной модуляции излучателя, в случае импульсной модуляции – время его выхода на стационарную температуру и время релаксации. Разогрев источника излучения можно осуществлять как постоянным, так и переменным токами, на основании чего выстраиваются экспериментальные методы и их вариации. В ходе текущего исследования было применен релаксационный метод, суть которого состоит в подаче на резистивную пленку тока в форме прямоугольного импульса. Под воздействием тока пленка разогревалась до температуры $T_{bath} + \Delta T$, а после выключения тока

возвращалась к температуре термостата, T_{bath} . При малых ΔT температура нагрева и охлаждения меняется во времени по экспоненциальному закону. Измерение температуры при нагреве описывается следующим выражением:

$$T(t) = T_{bath} + \Delta T \cdot (1 - \exp(-\frac{t}{\tau_h})) \quad (30),$$

при охлаждении:

$$T(t) = T_{bath} + \Delta T \cdot \exp(-\frac{t}{\tau_c}) \quad (31),$$

где τ_h , τ_c – постоянные времени нагрева и охлаждения.

Время релаксации определялось по отклику излучателя на ступенчатый нагрев и охлаждение. Постоянный ток задавался источником тока *Keithley* в диапазоне 0-2 мА. Шаг по току равен 0.5 мА. На рис. 29 и 30 представлены примеры измерения температуры ЧТ от времени.

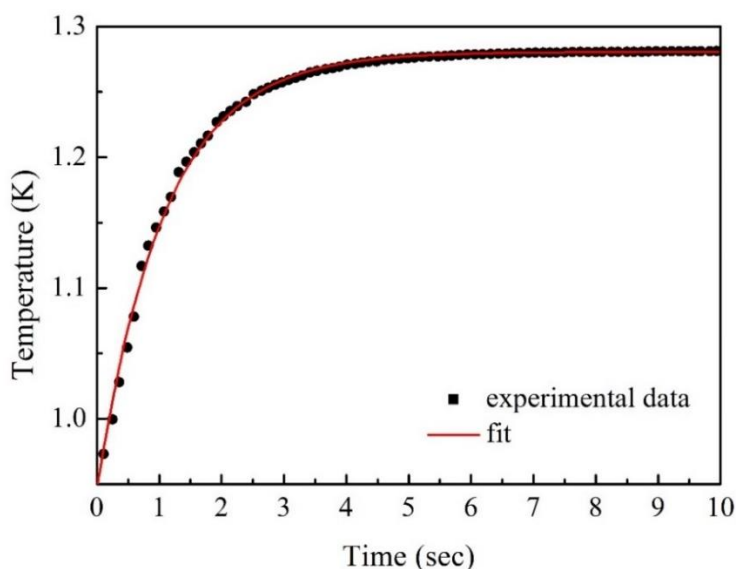


Рис. 29. Экспериментальные данные динамики нагрева термодинамического излучателя и их аппроксимация формулой (30).

Экспоненциальная аппроксимация экспериментальных данных дала близкие значения времени нагрева и релаксации для любых значений поданного тока.

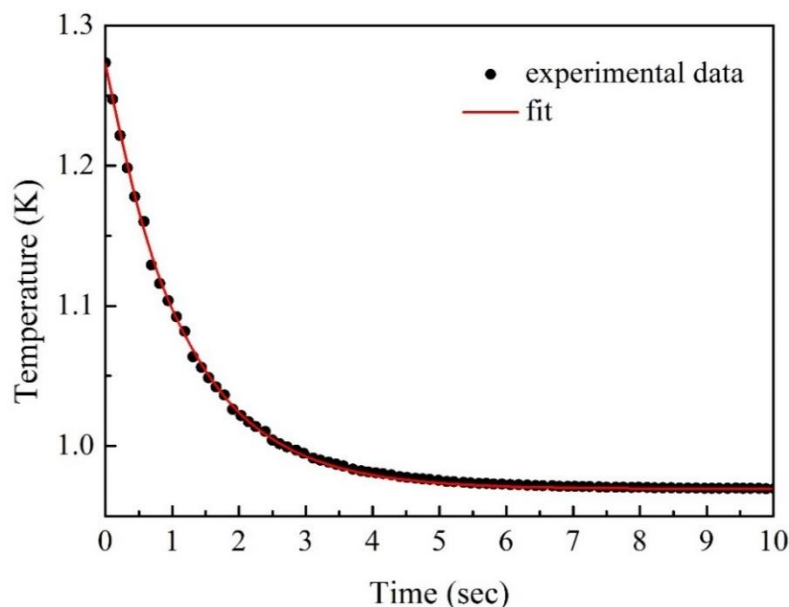


Рис. 30. Экспериментальные данные охлаждения термодинамического излучателя и их аппроксимация формулой (31).

Таким образом, экспериментальный излучатель имел постоянные времени нагрева и релаксации ~ 1 с, а практическое ожидание стабилизации температуры составило ~ 60 с.

4.5. Мощность оптического сигнала и оценка эффективности передачи излучения на детектор

Оценка чувствительности экспериментального детектора требует знание абсолютной мощности, генерируемой источником чернотельного излучения и коэффициента передачи такого сигнала на чувствительный элемент. Поскольку принимающая антенна является линейно поляризованной, то максимальная принятая мощность не может превышать половину полного излучения, рассчитанного по формуле Планка:

$$P(T) = 0.5 \int_{f_1}^{f_2} A(f) \cdot B(f) \cdot \frac{h \cdot f}{\exp\left(\frac{h \cdot f}{k \cdot T}\right) - 1} df \quad (32),$$

где $A(f)$ – оптическая эффективность антенны, включающая согласование с антенны с микромостиком и отражение на поверхности сапфировой линзы, $B(f)$ – коэффициент черноты поглотителя (термодинамического излучателя), T – физическая температура чернотельного поглотителя.

Для определения падающей мощности по формуле (32) использовалась расчетная полоса антенны, где f_1 и f_2 равны 550 и 750 ГГц соответственно. При сравнении чувствительности экспериментального детектора с теоретическими оценками важно знать эффективность передачи мощности между источником излучения и чувствительным элементом детектора. Необходимость такой коррекции возникает вследствие рассогласования элементов в передающем тракте, а также диссипативных потерь в самих элементах. В случае сверхпроводников значением диссипативного фактора можно пренебречь на частотах заметно ниже щелевой частоты сверхпроводника, из которого изготовлены передающие линии. Для линзовой системы с планарной антенной можно выделить несколько независимых компонент рассогласования. Первой составляющей являются потери в боковых лепестках антенны. Пакет электромагнитного моделирования AWR позволяет провести расчет излучения планарной антенны на толстой диэлектрической подложке и автоматически включает в себя учет эффекта отражения от раздела диэлектрик-вакуум в основном лепестке излучения/приема. В заднем лепестке линзовой антенны теряется около 20% принимаемой мощности. Потерями в боковых лепестках первого порядка фронтального направления можно пренебречь, так как они попадают в апертуру ЧТ диаметром 15 мм. С учетом согласования антенны с мостиком ($S_{11} \approx -10$ dB), также просветляющего покрытия, нанесенного на линзу с центральной частотой 650 ГГц, значение коэффициента A составило $\sim$

0.7. Коэффициент черноты B был оценен с помощью программы электромагнитного моделирования в приближении металла нулевой толщины с поверхностным сопротивлением 1000 Ом на квадрат, и составил ~ 0.6 . Таким образом, коэффициент передачи чернотельного излучения на микромостик был оценен как 42%.

В используемом диапазоне температур планковского спектра ИК фильтр на апертуре излучателя не актуален, так как тепловая нагрузка на детекторный блок мала и лежит в интервале от 0.47 до 47 пВт для диапазона температур излучателя 1-10 К соответственно.

4.6. Экспериментальная установка для измерения быстродействия детектора

Схема экспериментальной установки для измерения быстродействия и динамического диапазона болометра представлена на рис. 31.

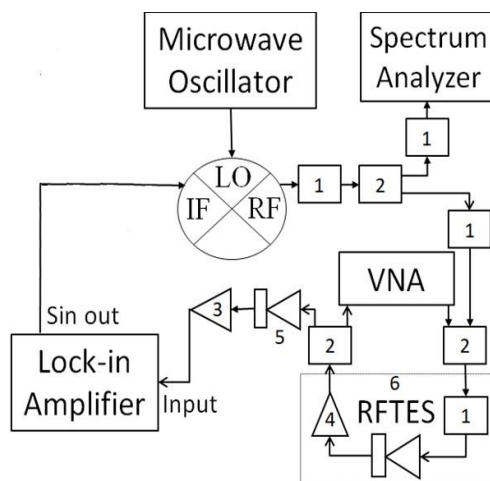


Рис. 31. Схема экспериментальной установки: 1 – развязывающие аттенюаторы 3-6 dB, 2 – сумматоры и делители мощности, 3 – малошумящий усилитель низкой частоты, 4 – охлаждаемый малошумящий усилитель СВЧ, 5 – демодулятор, 6 – криостат растворения *DR-200 Triton*. Рисунок выполнен Л.С. Соломатовым и С.В. Шитовым.

Ключевой идеей эксперимента является использование дополнительного модулированного сигнала, меняющего глубину резонанса, с несущей частотой, соответствующей резонансной частоте второй моды резонатора. При определенных частотах модулирующего сигнала процессы в детекторе не будут достигать своего равновесного состояния, что приведет к уменьшению амплитуды колебаний глубины провала резонатора. Мониторинг амплитудных вариаций можно проводить с помощью постоянного сигнала на основной частоте резонатора (1.5 ГГц).

Модулированный сигнал формировался с помощью балансного смесителя *ZX06-U432H-S+* фирмы *Mini Circuit*. Несущая частота ~ 4.2 ГГц (+17 dBm) подавалась на разъем *LO* смесителя от аналогового генератора, а частота модуляции – от внутреннего генератора фазового детектора синхронного усилителя на *IF* терминал смесителя. Модулированный сигнал с выхода *RF* через делитель мощности подавался на анализатор сигналов для контроля спектра и мощности, поступающей на детектор. Вторая половина модулированного сигнала ~ 4.2 ГГц суммировалась с фиксированной мощностью смещения на частоте ~ 1.5 ГГц, поступающей от векторного анализатора цепей. Полученный сигнал подавался внутрь криостата на исследуемый детектор по общему коаксиальному кабелю. С выхода детектора сигнал попадал на охлаждаемый усилитель и затем делился поровну между анализатором цепей и демодулятором (квадратичным детектором); амплитуда демодулированного сигнала регистрировалась ФД на удвоенной частоте. Важно, что несущая частота 4.2 ГГц модулированного сигнала не входит в рабочую полосу усилителя, то есть на демодулятор поступает сигнал в резонаторе сигнал на частоте 1.5 ГГц, который модулируется непосредственно в резонансной цепи детектора.

Глава 5. Экспериментальное исследование детектора и обсуждение результатов

5.1. Результаты исследований резонаторов под воздействием СВЧ сигнала

Характеристики тестовых структур с резонаторами разной конструкции, описанные в главе 2, измерялись в криостате *Triton-1.5 K* при температуре 4 К (см. рис. 32). Уровень мощности накачки варьировался в широких пределах: $-80 \dots +3$ дБм.

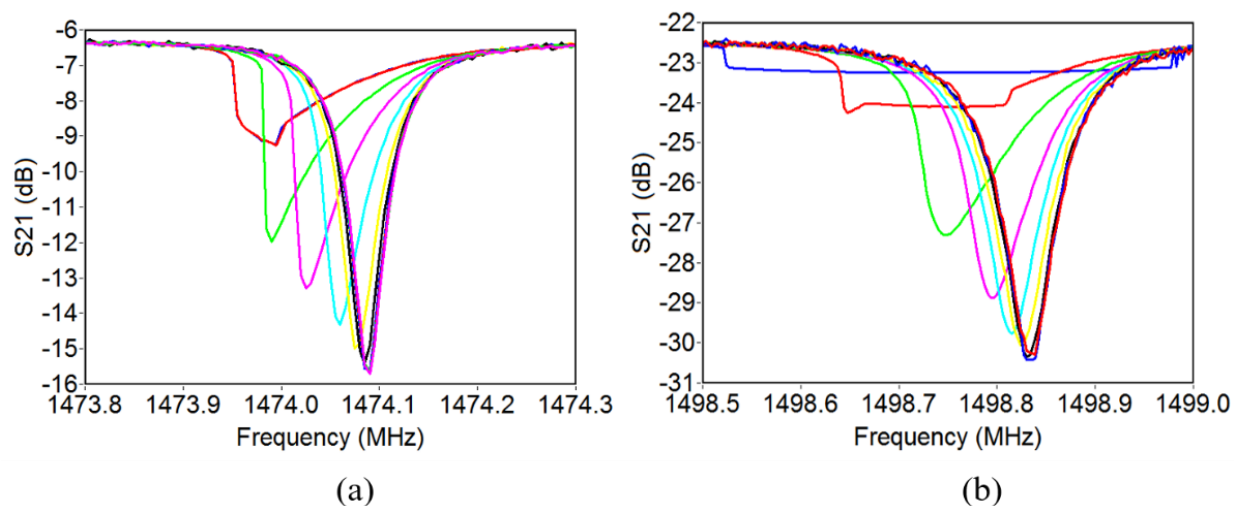


Рис.32. Экспериментальные данные коэффициента передачи S_{21} чипов, где (a) и (b) соответствуют чипам с рис. 16 (a) и (b).

При уровнях воздействия, превышающих -30 дБм, наблюдались нелинейные эффекты, которые, скорее всего, связаны с проявлением нелинейной кинетической индуктивности сверхпроводящего резонатора в области его связи с линией возбуждения, где находится закороченный конец резонатора и токи в узком (5 мкм) элементе связи максимальны.

Характер эволюции параметра S_{21} чипа с чувствительным мостиком существенно отличается от описанных выше резонаторов. Пример влияния

вариаций накачки при заданной температуре криостата представлен на рис. 33. Измерения чипов с чувствительным мостиком проходила уже в криостате растворения *Triton DR-200* компании *Oxford Instruments*.

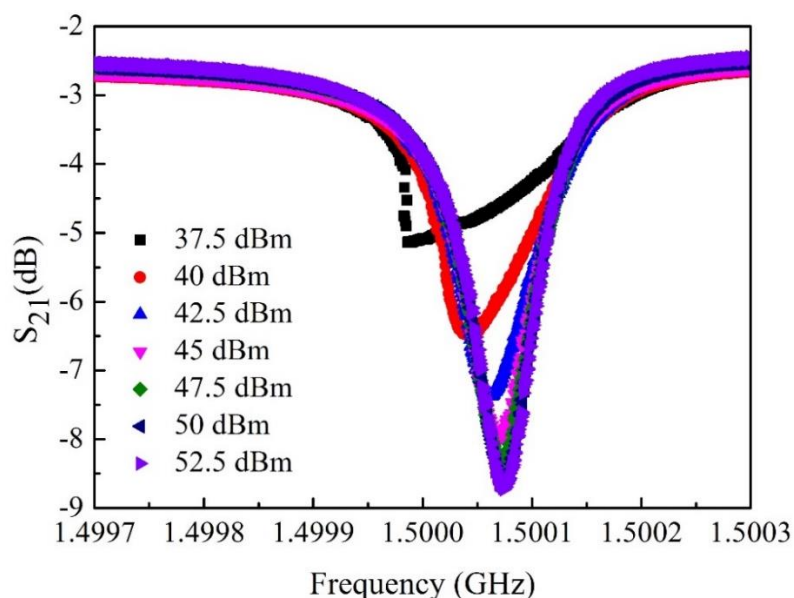


Рис. 33. Эволюция модуля коэффициента передачи S_{21} при разных уровнях накачки для чипа с микромостиком при температуре 125 мК.

Поскольку смещение резонансной частоты не так велико при малых и средних уровнях накачки, то и изменение фазы сигнала происходит также медленно — виден амплитудный отклик без смещения частоты, что подтверждает доминирование чисто активной нелинейности импеданса мостика из гафния. Для данного чипа был собран массив значений S_{21} в диапазоне температур криостата 50–300 мК и в широком диапазоне мощности накачки, что является полным набором данных для определения возможных режимов данного образца *RF TES* детектора. Эти данные представлены в виде трехмерного графика (поверхности) на рис. 34.

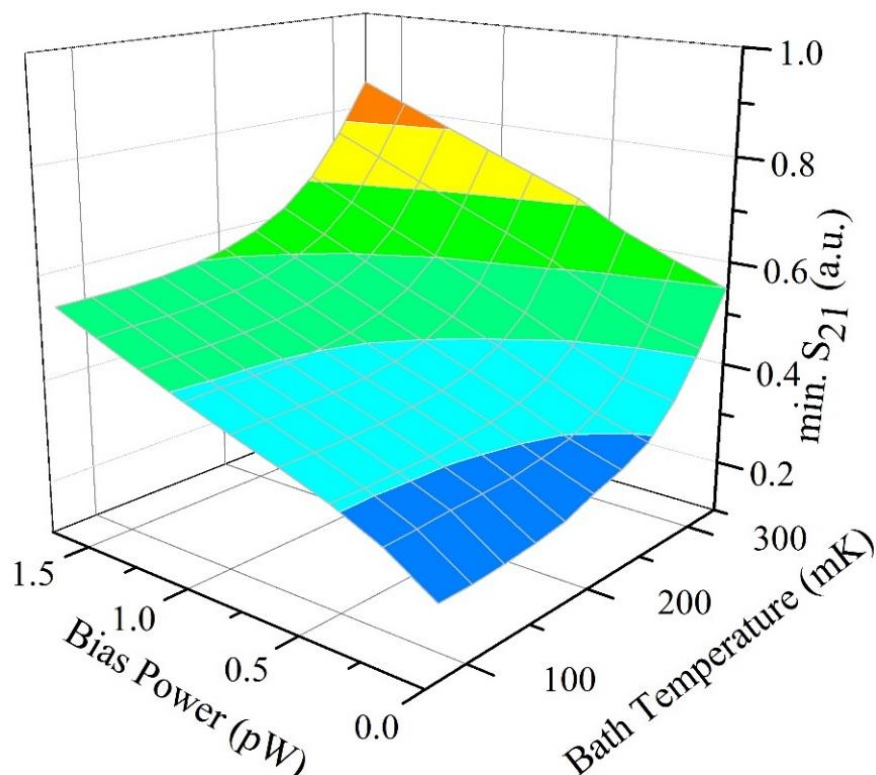


Рис. 34. Трехмерное представление массива данных зависимости модуля коэффициента передачи S_{21} на резонансной частоте от температуры криостата и мощности накачки, приведенной к чипу.

Глубина провала резонансной кривой S_{21} менялась плавно во всем интервале температур и мощностей.

Также была проведена оценка теплопроводности мостика гафния, которая оценивалась из измеренных резонансных кривых методом поддержания постоянной добротности. При разных температурах криостата поддержание постоянной добротности осуществлялась подбором соответствующей мощности накачки, которая уменьшалась с ростом температуры криостата. Для малого изменения температуры электронов T_e уравнение теплового баланса можно записать в виде:

$$P_1 - P_2 = G_s \cdot (T_e - T_1) - G_s \cdot (T_e - T_2) \quad (33),$$

где T_1 и T_2 - пара различных (инкрементальных) температур криостата, P_1 и P_2 - соответствующие мощности,

G_S - теплопроводность.

Здесь предполагается, что для каждой пары измерений температура электронов постоянна (постоянная добротность), что означает постоянные потери (сопротивление) мостика. В эксперименте было достигнуто такое устойчивое состояние для ряда температур, как показано на рис. 35.

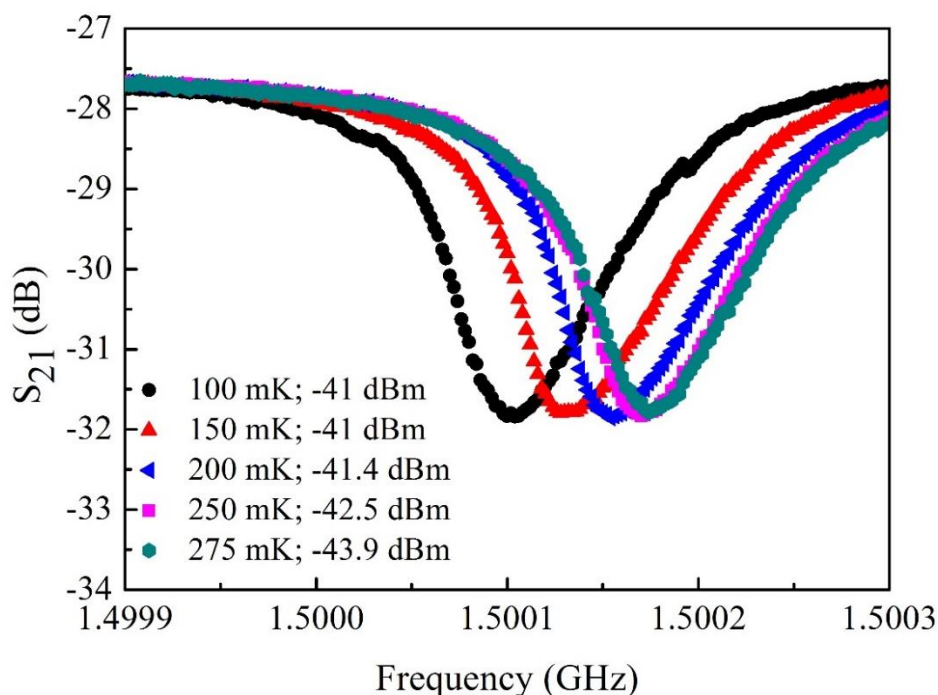


Рис. 35. Экспериментальная реализация режима постоянной добротности при различных уровнях накачки и температуры криостата.

Была определена температура электронов при «почти нулевой» мощности накачки при температуре криостата 283 мК. Согласно публикации [88] теплопроводность пленок гафния может быть аппроксимирована как

$$P = \Sigma \cdot V \cdot (T_e^n - T_{ph}^n) \quad (34).$$

Варьируя параметр материала Σ , было найдено наилучшее соответствие экспериментальным точкам как показано на рис. 37 при $n = 6$ и $\Sigma = (13.5 \pm 2) \times 10^8 \text{ Вт} / (\text{м}^3\text{K}^6)$.

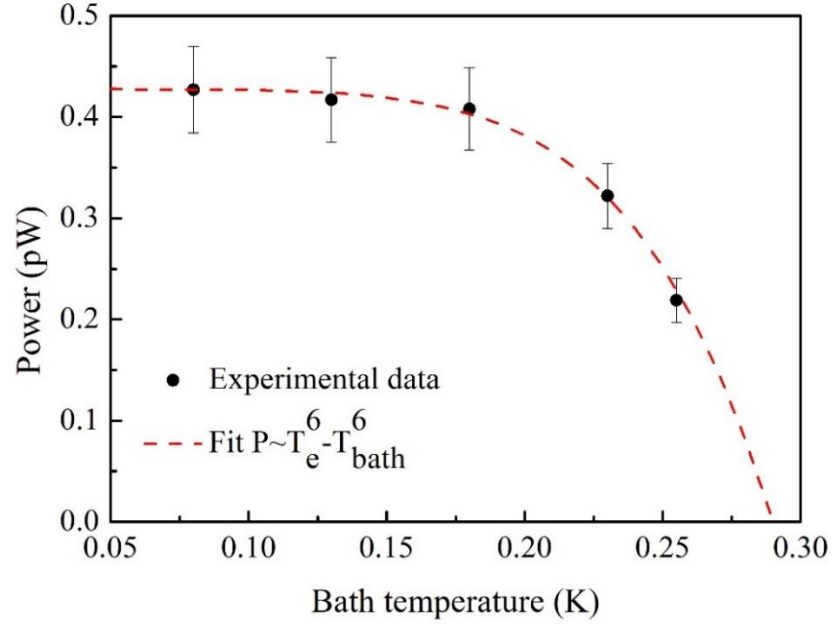


Рис. 36. Экспериментальные данные, полученные из рис. 36, и их аппроксимация выражением (34).

Таким образом, можно оценить теплопроводность мостика из гафния на основании формулы:

$$G = 6 \cdot \Sigma \cdot V \cdot T_e^5 \quad (35).$$

Например, в случае длины и ширины мостика $2.5 \text{ мкм} \times 2.5 \text{ мкм}$ при температурах $T_e = 300\text{--}400 \text{ мК}$ и толщинах мостика $50\text{--}80 \text{ нм}$ теплопроводность по порядку величины составит $10^{-11}\text{--}10^{-12} \text{ Вт/К}$.

5.2. Результаты измерения чувствительности детектора и их обсуждение

Оптические измерения проводились в диапазоне температур криостатирования 380-440 мК при различных уровнях сигнала накачки (подогрева мостика). На рис. 37 представлены данные оптического отклика, полученные при температуре 400 мК и мощности накачки на входе чипа $P_{bias} \approx 5$ пВт. Данные демонстрируют изменение модуля коэффициента пропускания несущей S_{21} детектора при пропускании постоянного тока по пленке излучателя, находящегося на расстоянии ~ 10 мм от апертуры детектора. Указанные на графике токи нагрева меняют температуру подложки излучателя, что фиксируется термометром. Согласно термодинамической теории, интенсивность излучения резистивной пленки в терагерцовом диапазоне частот меняется в зависимости от температуры, и таким образом можно заключить, что изменение S_{21} является оптическим откликом *RFTES* детектора на широкополосное термодинамическое излучение.

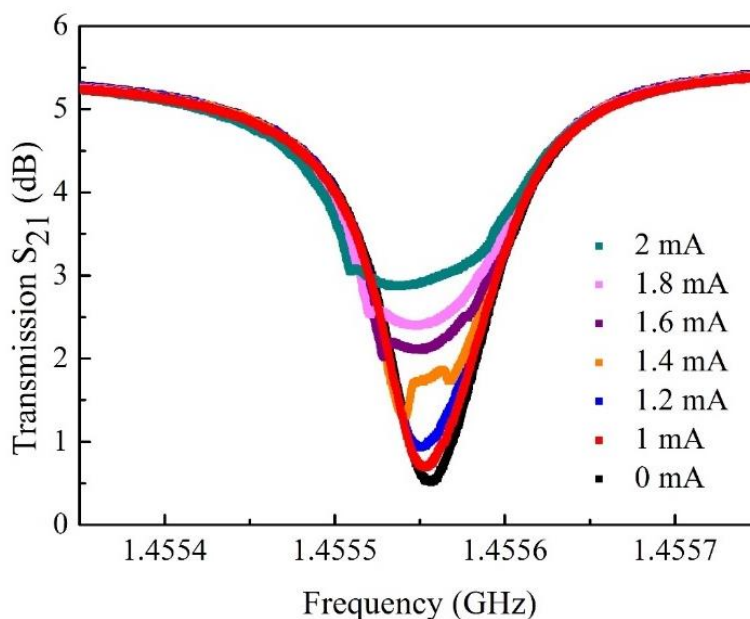


Рис. 37. Иллюстрация оптического отклика в виде скана по частоте S_{21} для нескольких значений тока нагрева термодинамического излучателя.

Вопрос искажения формы резонансной кривой, которое особенно ярко проявляется при высоких уровнях излучения, представляет собой интересное явление, которое целесообразно рассмотреть отдельно. В отличие от *MKID*, зондирующий сигнал *RF TES* на частоте резонанса 1,5 ГГц выполняет роль дополнительного нагревателя, то есть является инвазивным. Именно поэтому мы называем его сигналом (тепловой) накачки. При этом даже в отсутствии терагерцового сигнала при сканировании частоты вблизи резонанса происходит изменение амплитуды тока в резонаторе и неизбежно меняется степень разогрева активного сопротивления мостика, что предсказывается теорией Маттиса-Бардина. Наличие нелинейного отклика от частоты накачки означает изменение уровня поглощения в резонаторе в зависимости от частоты вблизи резонанса. Таким образом, невозможно ожидать лоренцовского профиля резонансной кривой, которая имеет место для случая постоянных потерь в резонаторе. В случае *MKID* используется режим неинвазивной накачки чрезвычайно малым сигналом, что означает генерацию активного импеданса исключительно за счет терагерцовых фотонов, и этот процесс не зависит от частоты зондирующего сигнала. Недостатком неинвазивного режима являются высокие требования к буферному усилителю, так как сигнал несущей очень мал.

Для образца *RF TES* с рис. 37 самая нижняя резонансная кривая уже имеет отклонение от лоренцевой формы вблизи резонансной частоты – в самой нижней точке провала S_{21} происходит скругление – в резонаторе возрастают потери, вызванные инвазивным характером зондирующей мощности на частоте 1,5 ГГц. Следующие две кривые характеризуются увеличением потерь в резонаторе за счет увеличения числа поглощенных терагерцовых фотонов. Поскольку терагерцовые фотоны разогревают электронную подсистему независимо от частоты накачки, то их эффект похож на небольшой нагрев криостата.

Для больших значений оптического воздействия (рис. 38) видно появление серьезных искажений «классического резонанса» в виде скачкообразных переходов в некое устойчивое состояние вблизи резонансной частоты. Эффект «обратного кратера» в сверхпроводящих микрорезонаторах известен, и он связывается с разрушением сверхпроводимости – с резким увеличением потерь, которые характеризуются глубиной провала S_{21} на центральной частоте. Такие скачки можно объяснить двумя путями. Первой причиной может быть превышение критического тока пленки; второй – недостаточная прозрачность интерфейса пленка-подложка. Оба случая связаны с теплопроводностью в системе, приводящие к неустойчивости, и проявляются в виде искажения резонансной кривой. Дальнейшее поведение резонансных кривых (с увеличением мощности ТГц излучения) связано с эффектом обратной отрицательной электротермической связи, которая является ключевым решением для функционирования *TES* болометров (см. раздел 1.3.1), является поддержание устойчивого (мало изменяющегося) значения сопротивления и температуры термометрического мостика не зависимо от потока тепла, поступающего от абсорбера. ООС приводит к выполаживанию зависимости $S_{21}(f)$, так как выделение тепла (поглощение) в резонаторе перестает зависеть от амплитуды воздействия (от частоты резонатора), что качественно подтверждает самая верхняя кривая на рис. 38. Рассмотрим условия стабильности *RF TES* более подробно. Его режим работы можно определить на центральной частоте резонатора f_0 уравнением теплового баланса, которое представляет собой специфическую формулировку закона сохранения энергии:

$$\int_{T_{CR}}^T G(T) dT = P \cdot \eta(R(T)) \quad (36),$$

где T – температура мостика,

T_{CR} – температура криостата (термостата, подложки детектора),

$G(T)$ – теплопроводность,

P – мощность, поступающая на микромостик,
 $\eta(R(T))$ – коэффициент передачи мощности.

Подынтегральное выражение представляет собой инкрементальное нарастание отдачи тепла, которое необходимо использовать для случая быстро меняющегося значения $G(T)$. Уравнение теплового баланса можно упростить, если в малом интервале температур от T_{CR} до текущей температуры T изменением теплопроводности $G(T)$ можно пренебречь:

$$G(T) \cdot (T - T_{CR}) = P \cdot \eta(R(T)) \quad (37),$$

Устойчивость теплового баланса в *RF TES* детекторе на частоте накачки можно описать следующим неравенством, которое получаем дифференцированием точного уравнения теплового баланса (37):

$$G(T)dT - P \cdot d\eta(R(T)) > 0 \quad (38).$$

Физический смысл неравенства (38) можно описать так. Если система испытала случайное тепловое воздействие, которое привело к повышению температуры dT , то отводимая тепловая мощность $G(T)dT$ должна превосходить изменение мощности смещения $P \cdot d\eta(R(T))$, которая может быть вызвана такой флуктуацией температуры. Иными словами, система должна начать релаксировать к более низкой изначальной температуре. Фактически неравенство (38) описывает действие ООС для случая *RF TES* детектора. Коэффициент $\eta(R(T))$ описывает передачу мощности от резонатора с выходным импедансом R_s к активному импедансу мостика $R(T)$. Такая передача описывается известным выражением для коэффициента согласования:

$$\eta(R(T)) = 0.5 \frac{4R_s R(T)}{(R_s + R(T))^2} \quad (39),$$

где R_s – это импеданс точки включения мостика в резонатор на частоте накачки f_0 , а коэффициент 0.5 отражает факт, что максимальная мощность переданная мосту в полностью согласованном состоянии $R_s = R(T)$ не может превышать 50% от мощности, падающей на чип, в силу симметричной двухпортовой конструкции детектора: мостик связан одинаково и с входом, и с выходом чипа.

С учетом соотношения (39) неравенство (38) можно преобразовать к следующему виду:

$$P < \frac{G(T)}{2R_s} \cdot \frac{(R_s + R(T))^3}{R_s - R(T)} \cdot \frac{1}{\frac{dR(T)}{dT}} \quad (40).$$

Анализируя условие устойчивости (40), которое вводит связь между мощностью накачки (подогрева) и электрофизическими параметрами мостика, можно сделать следующие качественно важные выводы:

- Устойчивость *RF TES* детектора *возможна* в режиме с *положительной* электротермической связью, то есть при $R_s > R(T)$.
- При некоторых условиях *может* существовать некоторая пороговая мощность подогрева, вблизи которой режим детектора становится неустойчивым; для этой мощности должно выполняться условие *положительной* электротермической связи: $R_s > R(T)$; такая неустойчивость исчезает при переходе мостика к режиму $R_s < R(T)$.
- Ограничения на мощность подогрева P слабее, и его стабильность лучше, если импеданс включения R_s мал и крутизна $\frac{dR(T)}{dT}$ не слишком

велика; это достигается естественным образом при использовании СВЧ тока подогрева вблизи T_c .

- Если крутизна $\frac{dR(T)}{dT}$ слишком велика, то стабильный режим при условии $R_s > R(T)$ может стать невозможным, что характерно для *TES* болометров на постоянном токе.

Уравнение теплового баланса (37) можно преобразовать, используя соотношение (39) к следующему виду:

$$P(T) = \frac{G(T)(T-T_{CR})(R_s+R(T))^2}{2R_sR(T)} \quad (41).$$

Зная (или оценив) зависимость $R(T)$ и теплопроводность $G(T)$, а также выбрав точку включения мостика с импедансом R_s , можно проверить, выполняется ли для имеющихся параметров условие устойчивости (38). Для этого подставим в левую часть (40) соотношение (41), и получим следующее неравенство:

$$\frac{dR(T)}{dT} \frac{(T-T_{CR})(R_s-R(T))}{R(T)(R_s+R(T))} < 1 \quad (42).$$

Заметим, что теплопроводность $G(T)$ не входит в соотношение для устойчивости. Качественный анализ неравенства (42) приводит к следующим выводам:

- При всех возможных прочих условиях *RF TES* всегда стабилен при $R_s < R(T)$, что совпадает с требованием к стабильности *TES* болометра

- При условии $R_s \geq R(T)$ и прочих равных условиях, стабильность имеет место для малого нагрева, когда $T - T_{CR} \rightarrow 0$, что означает температуру криостата в непосредственной близости к температуре сверхпроводящего перехода, а также для умеренной крутизны $\frac{dR(T)}{dT}$, что имеет место заметно ниже температуры перехода.

Приведенные выше соотношения и выводы качественно объясняют, почему для ряда экспериментальных образцов мы не видим никаких признаков неустойчивости. На рис. 38 показаны резонансные кривые без искажений при температуре криостата 410 мК.

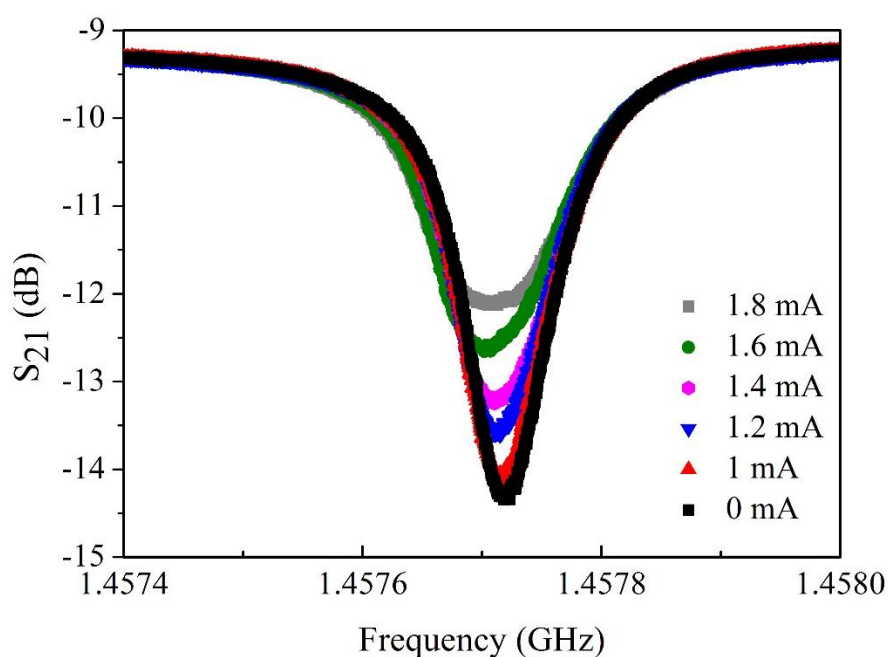


Рис. 38. Режим работы детектора без искажений для набора значений тока нагрева термодинамического излучателя

На рис. 39 представлен отклик детектора на оптический сигнал в виде отдельных точек, полученных с рис. 37, в окрестности центральной частоты резонатора.

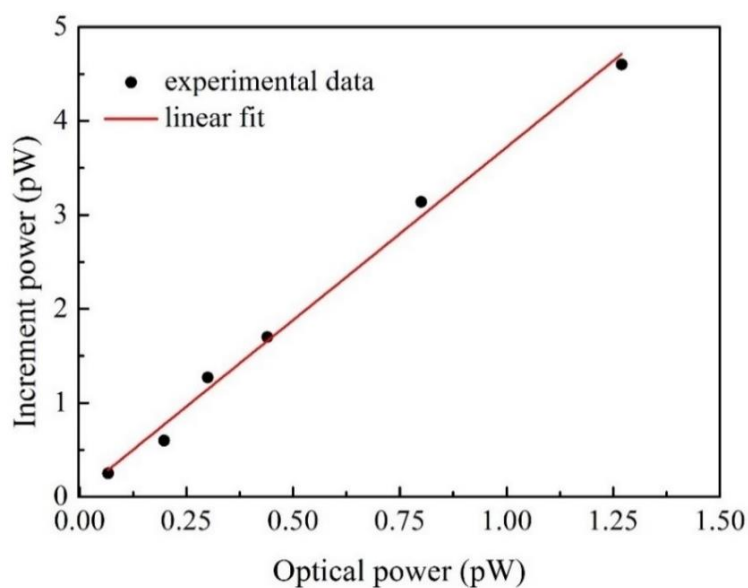


Рис. 39. Зависимость приращения мощности смещения на выходе детектора от рассчитанной мощности от чернотельного излучателя на входе детектора (точки) и ее линейный тренд (красная сплошная линия).

Линейная аппроксимация экспериментальных данных коэффициент преобразования ≈ 3.6 (~ 5.5 dB), что означает усиление. Его наличие позволяет снизить требования к шумам буферного усилителя. Дискретная выборка амплитудных шумов измерялась на выходе детектора (см. рис. 40).

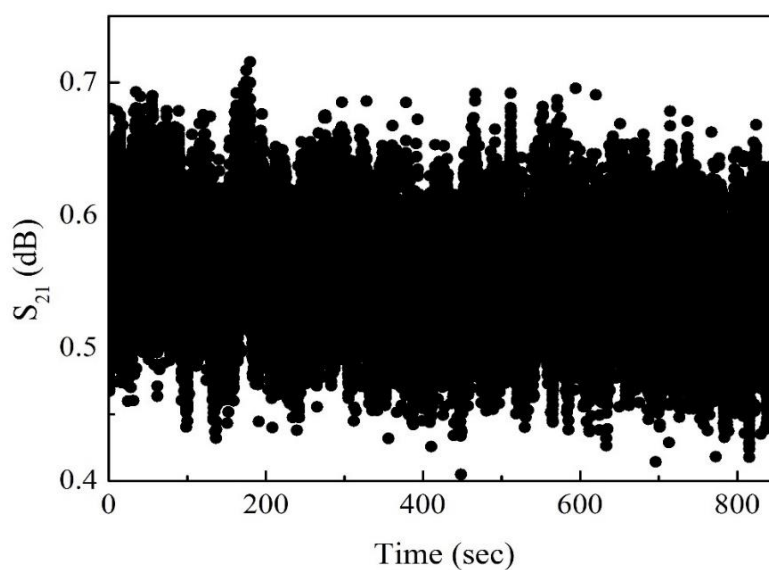


Рис. 40. Временная выборка шумов коэффициента передачи на выходе усилителя

Полученная выборка преобразовывалась в спектральную плотность флуктуаций с помощью быстрого преобразования Фурье (рис. 41).

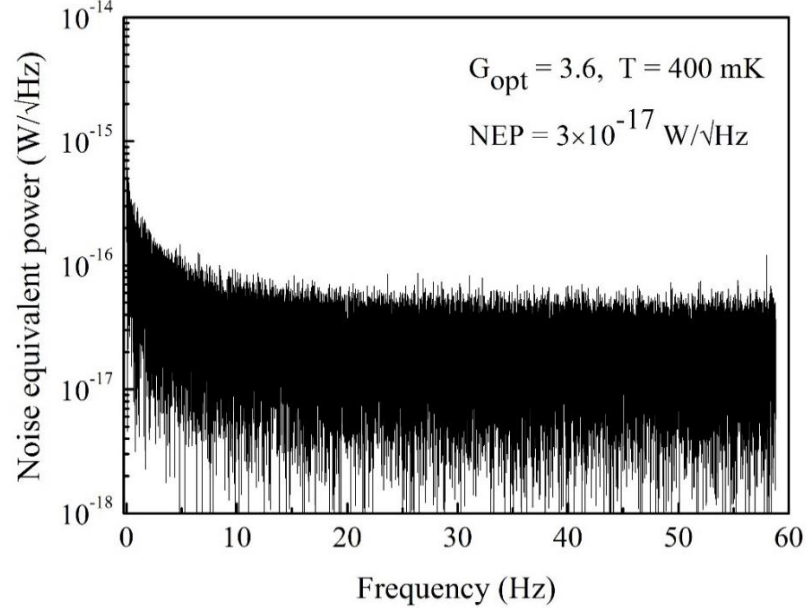


Рис. 41. Спектральная плотность шума, приведенная ко входу детектора.

Частотный диапазон полученного спектра определяется временным интервалом выборки (8.5 мс), а его точность — общим числом точек шумовой дорожки (100001 точка). Чувствительность оценивалась по формуле:

$$NEP = \frac{\sqrt{S_x}}{Gain} \quad (43).$$

Спектральная плотность собственного шума болометрической приемной системы, включающей буферный полупроводниковый усилитель, имеет плато $(3 \pm 1) \cdot 10^{-17}$ Вт/Гц и границу фликкер-шума ~ 5 Гц.

Теоретическое сравнение измеренной и теоретической NEP было выполнено на основе учета вкладов различных источников шума по формуле (3):

$$NEP_{tot}^2 = NEP_{ph}^2 + NEP_{amp}^2 + NEP_{Johnson}^2 + NEP_{photon}^2 \quad (44).$$

Усилитель с шумовой температурой $T_{amp} \approx 20$ К дает при $P_{bias} \approx 5 \cdot 10^{-12}$ Вт мощность, эквивалентную шуму

$$NEP_{amp} = \sqrt{\frac{kT_{amp}P_{bias}}{2}} \frac{1}{Gain} \approx 0.6 \cdot 10^{-17} \text{ Вт}/\sqrt{\text{Гц}} \quad (45).$$

Вклад тепловых шумов решетки характеризуется фононным шумом оценен по формуле (2). При значении $G_{e-ph} \approx 10^{-11}$ Вт/К $NEP_{phonon} \approx 0.9 \cdot 10^{-17}$ Вт/ $\sqrt{\text{Гц}}$. Фотонным шумом можно пренебречь, так как слабый поток терагерцовых фононов, определяемый температурой *Still plate* (~ 1 К), в полосе антенны дает порядок $\sim 10^{-23}$ Вт/ $\sqrt{\text{Гц}}$. Поскольку физическая температура мостика много ниже шумовой температуры усилителя, то вкладом шума Джонсона мостика также можно пренебречь. Полученное значение NEP_{tot} дает теоретический предел чувствительности для экспериментального образца $\sim 1.5 \cdot 10^{-17}$ Вт/ $\sqrt{\text{Гц}}$. При фоновом излучении холодного неба в стратосфере на уровне 8–10 К фотонная нагрузка *RF TES* ухудшит пороговый сигнал до значения $\approx 6 \cdot 10^{-17}$ Вт/ $\sqrt{\text{Гц}}$. Полученное значение превышает собственный шум исследованного детектора и позволяет использовать его в качестве инструмента для стратосферных платформ.

5.3. Обсуждение измерения быстродействия детектора и их анализ

Измерения быстродействия проводились при фиксированной температуре криостата, равной 400 мК. Фиксированный уровень сигнала, который генерировал векторный анализатор цепей на фиксированной частоте, составлял -44 дБм. Таким образом, условия эксперимента аналогичны условиям оптического эксперимента. Измеренная с помощью разработанной экспериментальной установки (см. рис. 32) зависимость амплитуды

демодулированного сигнала от частоты модуляции сигнала на второй гармонике резонатора представлена на рис. 42.

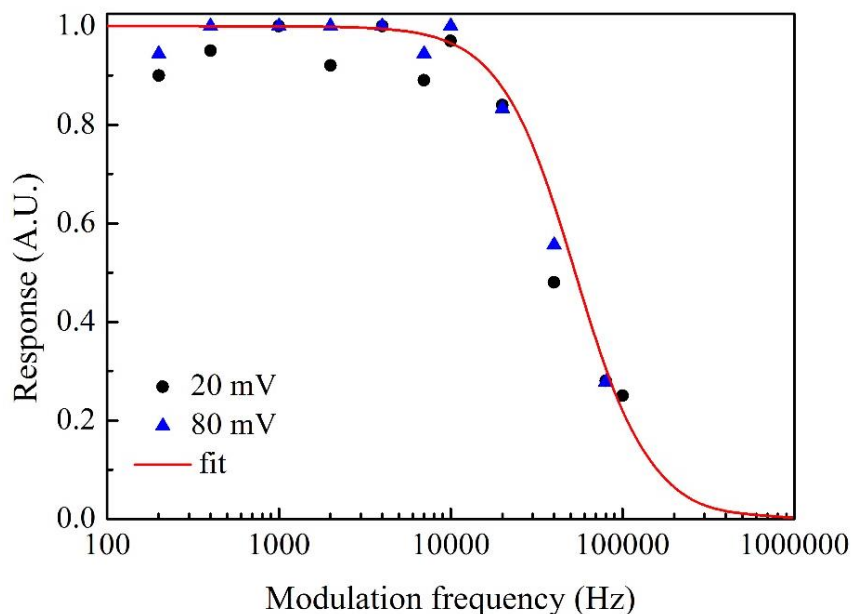


Рис. 42. Экспериментальные данные нормированной амплитуды отклика от частоты модуляции (точки) и их аппроксимация для $\tau = 3$ мкс.

Частота модуляции варьировалась в диапазоне от 100 Гц до 100 кГц. Как видно из рисунка 42, на частотах модуляции ниже 16 кГц отклик не зависит от частоты модуляции. Вблизи частоты 20 кГц отклик уменьшается вдвое, что позволяет оценить время реакции болометра ~ 3 мкс с использованием формулы:

$$V_{out}(f_m) = \frac{V_{out}(0)}{[1+(2\pi f_m \tau)^2]^a} \quad (46).$$

Наилучшая аппроксимация экспериментальной кривой получена при $a = 1$; значение ~ 3 мкс близко к времени реакции самого резонатора, определяемая его полосой ~ 50 кГц. При $a = 1/2$ характерное время изменилось незначительно и составило $\tau = 5$ мкс. Таким образом, нельзя исключить, что быстродействие детектора ограничено именно резонатором, а собственное время релаксации электронного газа в мостике еще короче.

Также был проведено исследование динамического диапазона детектора. Измерение производилось при фиксированной частоте модуляции ~ 10 кГц. Была получена почти линейная зависимость амплитуды отклика от напряжения (глубины модуляции): диапазон выходных напряжений фазового детектора составил 4–800 мВ. Результат измерений представлен на рис. 43.

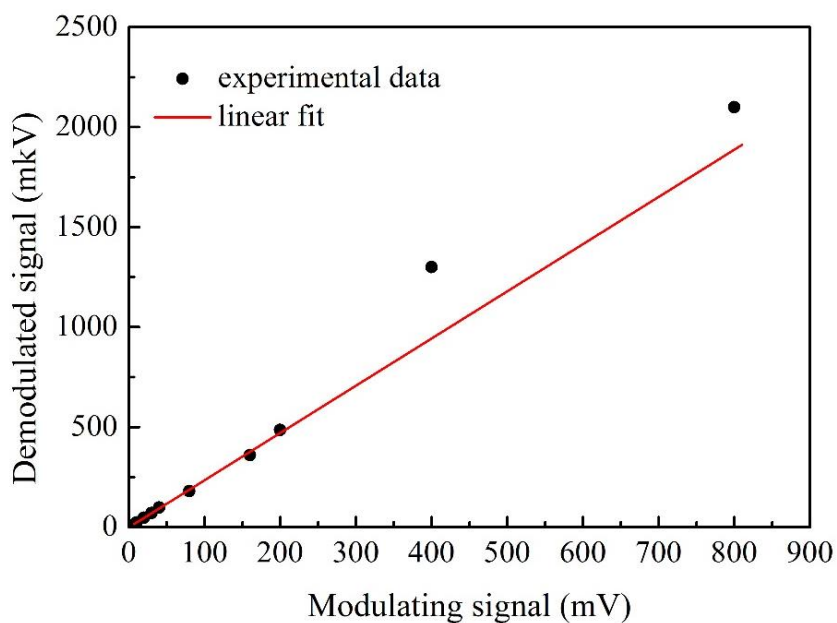


Рис. 43. Зависимость амплитуды демодуляции на входе фазового детектора от напряжения модулятора.

Небольшое отклонение на зависимости, вероятно, связано с возникновением паразитных гармоник при воздействии на смеситель сигнала генератора фазового детектора.

Заключение

1. Выбор материала для сенсора *RF TES* детектора связан с реализацией в нем теплообмена, связанного с моделью электронного газа; исследование показало, перспективность использования пленки гафния в диапазоне температур 200-400 мК.
2. Разработка электродинамической модели и топологии детекторов с микроволновым считыванием (с высокодобротными резонаторами) на предварительном (концептуальном) этапе упрощается с использованием метода парциальных включений.
3. Поддержание устойчивого режима термометра в области его сверхпроводящего перехода в случае *RF TES* детектора связано с крутизной характеристики dR/dT , с мощностью накачки и с импедансом точки включения мостика в резонатор; существуют условия стабильности при положительной электротермической связи.
4. Определение теплопроводности микромостика при сверхнизких температурах методом постоянной добротности эквивалентен поддержанию постоянной температуры электронной подсистемы, которая равна температуре криостата в режиме предельно малой накачки.
5. Определение оптической чувствительности *RF TES* детектора при температуре 400 мК проводилось с помощью термодинамического источника на основе резистивной пленки в диапазоне температур 2-10 К; чувствительность детектора составила $3 \cdot 10^{-17}$ Вт/ $\sqrt{\text{Гц}}$, что с точностью до ошибки измерений соответствует предсказанию модели электронного газа.
6. Определение быстродействия *RF TES* детектора характеризует детектор как систему близкую к оптимальной; измеренное быстродействие составило ~ 3 мкс, лежит вблизи времени релаксации резонатора.

Благодарности

Автор выражает благодарность своему научному руководителю Шитову Сергею Витальевичу за всестороннюю помощь и поддержку в проведении изложенных выше исследований, а также руководителю научно-образовательного центра квантовой инженерии Устинову Алексею Валентиновичу за возможность присоединиться к коллективу центра и всестороннюю поддержку. За предоставленные экспериментальные образцы и проведение совместных исследований автор выражает благодарность Чичкову Владимиру Игоревичу, Ким Татьяне Михайловне. Автор признателен Санниковой Надежде Владимировне, Дербисовой Кристине Игоревне и Сафрутине Екатерине Федоровне за неоценимую помощь в решении различных административных вопросов. Автор также благодарен всем работникам лаборатории «Сверхпроводящие метаматериалы» и лаборатории криоэлектронных систем за помощь в организации эксперимента, полезные советы и замечания.

Автор благодарит своих родителей, Евгению Алексеевну и Владимира Анатольевича, а также всю свою большую семью, особенно Веру Ивановну, Анну Тихоновну, Алексея Антоновича и Анатолия Тихоновича, за терпение, неустанную поддержку и пример нестигаемой воли, позволившим довести исследование до конца.

Приложение 1. Метод моментов

Метод моментов – метод, позволяющий свести некоторое интегральное уравнение к линейной системе, которую можно решить численно [99]. С точки зрения формальной математики метод моментов позволяет решить задачу вида:

$$\mathcal{L}(f) = g \quad (47),$$

где $\mathcal{L}$ – некоторый линейный оператор,

g – известная функция источника,

f – искомая функция, часто именуемая откликом системы.

Неизвестная функция разлагается по некоторому базису линейно независимых функций, которые называются базисными. Иными словами, неизвестная функция аппроксимируется конечной суммой заданных функций с некоторыми коэффициентами α_n :

$$f(r) \approx \sum \alpha_n \cdot f_n(r) \quad (48).$$

Базисные функции выбираются с целью получения разумной аппроксимации с небольшим количеством членов N . С учетом разложения (48) выражение (47)

$$\sum_{n=1}^N \alpha_n \mathcal{L}(f_n) \approx g \quad (49).$$

Коэффициенты α_n подбираются таким образом, что равенство некоторым образом удовлетворялось. Мера совпадения правой и левой частей равенства строится с помощью скалярного умножения известной весовой

функции на обе части равенства (49) и последующего интегрирования. Таким образом, получаем

$$\sum_{n=1}^N \alpha_n \langle w_m, \mathcal{L}(f_n) \rangle \approx \langle w_m, g \rangle \quad (50),$$

где $\langle f(x), g(x) \rangle = \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} f(x)g(x)dx, x \in \left[-\frac{a}{2}, \frac{a}{2}\right]$ – скалярное произведение в общем виде,
 $m = 1..N$.

Выражение можно записать в матричном виде

$$F_{mn} \alpha_n = g_m \quad (51),$$

где $F_{mn} = \begin{pmatrix} \langle w_1, \mathcal{L}(f_1) \rangle & \cdots & \langle w_1, \mathcal{L}(f_N) \rangle \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \langle w_N, \mathcal{L}(f_1) \rangle & \cdots & \langle w_N, \mathcal{L}(f_N) \rangle \end{pmatrix}$ – квадратная матрица $N \times N$,

$g_m = (\langle w_1, g \rangle \quad \cdots \quad \langle w_N, g \rangle)^T$ – известный вектор-столбец размера N ,

$\alpha_n = (\alpha_1 \quad \cdots \quad \alpha_N)^T$ – вектор-столбец искомых коэффициентов.

Выражение представляет собой систему линейных уравнений размера N с N неизвестными, которое имеет, как известно, единственное решение.

Часто весовые функции совпадают с базисными, то есть $f_n = w_n$. Данный частный случай называют методом Галеркина.

Приложение 2. Вычисление элементов матрицы иммитансов

Общее выражение для элемента матрицы иммитансов записывается следующим образом [91]:

$$Y_{ij}^{11} = Y_{ij}^{22} = \iint_{-\infty}^{\infty} Q(k_x, k_y) \tilde{f}_i(k_x, k_y) \tilde{f}_j(k_x, k_y) dk_x dk_y \quad (52),$$

$$Y_{ij}^{12} = Y_{ij}^{21} = \iint_{-\infty}^{\infty} Q(k_x, k_y) \tilde{f}_i(k_x, k_y) \tilde{f}_j(k_x, k_y) e^{-ik_y S_{ant}} dk_x dk_y \quad (53),$$

Z_{fs} – импеданс свободного пространства, равный 377 Ом,

$\tilde{f}_i(k_x, k_y)$ – базисная функция в спектральном представлении.

Для расчета в качестве базовой функции была выбрана кусочно-синусоидальная функция, задающая соответствующее измерение электрического поля в щели в случае $|x - x_i| \leq \Delta x$ [100]:

$$f_i(x, y) = \frac{1}{\pi \sqrt{\left(\frac{W}{2}\right)^2 - y^2}} \cdot \frac{\sin[k_i(\Delta x - |x - x_i|)]}{\sin[k_i \Delta x]} \quad (54).$$

В спектральной области базовая функция (54) выражается следующим образом [90]:

$$\tilde{f}_i(k_x, k_y) = U(k_x) J_0\left(\frac{k_y W_{ant}}{2}\right) e^{-ik_x x_i} \quad (55),$$

где $\Delta x = L_{ant} / (N + 1)$,

$x_i = -L_{ant} / 2 + i \cdot \Delta x$.

Параметр $U(k_x)$ равен

$$U(k_x) = \frac{2k}{\sin(k\Delta x)} \cdot \left(\frac{\cos(k\Delta x) - \cos(k_x\Delta x)}{k_x^2 - k^2} \right) \quad (56),$$

где $k = \frac{(k_0 + k_1)}{2}$.

Интегралы (52) и (53) можно упростить. В работе [90] показано, что интегрирование по k_y может быть выполнено численно с использованием

$$B_p(k_x) = \begin{cases} \frac{\pi}{2} J_0 \left(a_p \frac{W}{4} \right) H_0^2 \left(a_p \frac{W}{4} \right), & k_x \leq k_p \\ j I_0 \left(a_p \frac{W}{4} \right) K_0 \left(a_p \frac{W}{4} \right), & k_x > k_p \end{cases} \quad (57),$$

где $a_p = \sqrt{|k_x^2 - k_p^2|}$,

J_0 – функция Бесселя первого рода нулевого порядка,

H_0^2 – функция Ханкеля второго рода нулевого порядка,

I_0, K_0 – модифицированные функции Бесселя первого рода нулевого порядка.

Тогда уравнение (52) преобразуется [90]

$$Y_{ij}^{11} = \frac{4}{k_0 Z_{fs}} \int_0^\infty [\sum_{p=0}^1 (k_x^2 - k_p^2) B_p(k_x)] U^2(k_x) \cos(k_x(x_i - x_j)) dk_x \quad (58),$$

$$\text{где } D_p(k_x, u) = \begin{cases} \frac{H_0^{(2)}[a_p(\Delta d + W/2 - u^2)] + H_0^{(2)}[a_p(\Delta d - W/2 + u^2)]}{\sqrt{W - u^2}}, & k_x \leq k_p \\ \frac{2i K_0[a_p(\Delta d + W/2 - u^2)] + K_0[a_p(\Delta d - W/2 + u^2)]}{\pi \sqrt{W - u^2}}, & k_x > k_p \end{cases}.$$

Взаимная проводимость слотов (53) упрощается следующим образом [90]:

$$Y_{ij}^{22} = \frac{4}{k_0 Z_{fs}} \int_0^\infty \int_0^{\sqrt{\frac{W}{2}}} [\sum_{p=0}^1 (k_x^2 - k_p^2) D_p(k_x, u)] U^2(k_x) \cos(k_x(x_i - x_j)) dk_x du \quad (59).$$

Список публикаций по теме диссертации

1. Merenkov A. V., Chichkov V. I., Ermakov A. B., Ustinov A. V., & Shitov S. V. Superconducting *RF TES* Detector at Milli-Kelvin Temperatures // *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*. – 2018. – vol. 28. – №. 7. – pp. 1-5.
2. 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. – pp. 581-584.
3. Merenkov A. V., Chichkov V. I., Ustinov A. V., Shitov S. V. Analysis of microwave-readable *RF TES* bolometer // *Journal of Physics: Conference Series*. – IOP Publishing – 2019. – vol. 1182. – №. 1. – p. 012009.
4. Меренков А. В., Ким Т. М., Чичков В. И., Калинин С. В., Шитов С. В. Сверхпроводящий болометрический детектор с высокочастотным считыванием при температуре 400 мК // *Физика твердого тела*. – 2022. – Т. 64. – №. 10. – С. 1404.
5. Shitov S. V., Kuzmin A. A., Merker M., Chichkov V. I., Merenkov A. V., Ermakov A. B., Ustinov A. V., Siegel M. Progress in development of the superconducting bolometer with microwave bias and readout // *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*. – 2017. – vol. 27. – №. 4. – pp. 1-5.
6. 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.
7. 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.
8. 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 наноэлектроника». – 2023. – 1. – с. 130–131.

Список используемых источников

1. P.H. Siegel Terahertz technology // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 50 (3), pp. 910-928, 2002.
2. G. Gamow The Origin of Elements and the Separation of Galaxies // *Physical Review*, vol. 74 (4), pp. 505–506, 1948.
3. G. Gamow The evolution of the universe // *Nature*, vol. 162 (4122), pp. 680–682, 1948.
4. R.A. Alpher, R.C. Herman Evolution of the Universe // *Nature*, vol. 162 (162), pp. 774–775, 1948.
5. Ya.B. Zeldovich The equation of state at ultrahigh densities and its relativistic limitations // *Soviet Phys.—J.E.T.P.*, vol. 14, p. 1143, 1962.
6. R.H. Dicke, P. J. E. Peebles, P.G. Roll, D.T. Wilkinson Cosmic Black-Body Radiation // *The Astrophysical Journal*, vol. 142, p. 414, 1965.
7. A.A. Penzias and R.W. Wilson. A measurement of excess antenna temperature at 4080mc/s // *ApJ* , 142, pp., 419–421, 1965.
8. R.K. Sachs, A.M. Wolfe Perturbations of a Cosmological Model and Angular Variations of the Microwave Background // *The Astrophysical Journal*, vol. 147, p. 73, 1967.
9. J. Silk Cosmic Black-body radiation and galaxy formation // *The Astrophysical Journal*, vol. 151, p. 459, 1967.
10. E.R. Harrison Fluctuations at the threshold of classical cosmology // *Physical Review D*, vol. 1, p. 2726, 1970.
11. P.J.E. Peebles, J.T. Yu Primeval Adiabatic Perturbation in an Expanding Universe // *The Astrophysical Journal*, vol. 162, pp. 815–836, 1970.
12. Ya.B. Zeldovich A hypothesis, unifying the structure and the entropy of the Universe // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 160, p. 1P, 1972.

13. I.A. Strukov, A.A. Brukhanov, D.P. Skulachev and M.V. Sazhin The Relikt-1 experiment — new results // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 258, pp. 37—40, 1992.
14. E.M. Wright, G.F. Smoot, C.L. Bennet and P.M. Lubin Angular power spectrum of the microwave background anisotropy seen by the *COBE* Different Microwave Radiometer // *The Astrophysical Journal*, vol. 436, p. 443, 1994.
15. D.J. Fixsen, E.S. Cheng, D.A. Gottingham and etc. Cosmic microwave background dipole spectrum measured by the *COBE FIRAS* instrument // *The Astrophysical Journal*, vol. 420, pp. 445-449, 1994.
16. B.P. Crill, P.A.R. Ade, D.R. Artusa and etc. *BOOMERanG*: A Balloon-borne Millimeter Wave Telescope and Total Power Receiver for Mapping Anisotropy in the Cosmic Microwave Background // *Astrophysical Journal Supplement Series*, vol. 148, pp. 527–541, 2003.
17. R. Stompor, S. Hanany, M.E. Abroe, J. Borrill, P.G. Ferreira, A.H. Jaffe, B. Johnson, A.T. Lee, B. Rabii, P.L. Richards, G. Smoot, C. Winant, J.H.P. Wu The *MAXIMA* experiment: latest results and consistency tests // *Comptes Rendus Physique*, vol. 4, pp. 841-852, 2003.
18. E. M. Leitch, C. Pryke, N. W. Halverson and etc. Experiment design and first season observations with the Degree Angular Scale Interferometer // *The Astrophysical Journal*, vol. 568, p. 28, 2002.
19. K. Grainge, P. Carreira, K. Cleary and etc. The CMB power spectrum out to $\ell=1400$ measured by the *VSA* // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 341, p. L23, 2003.
20. D. N. Spergel, L. Verde, H. V. Peiris and etc. First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (*WMAP*) Observations: Determination of Cosmological Parameters // *The Astrophysical Journal*, vol. 148 (1), pp. 175-194, 2003.

21. N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown and etc. Planck 2015 results XXII. A map of the thermal Sunyaev-Zeldovich effect // *Astronomy & Astrophysics*, vol. 594, A22, pp. 1-24, 2016.
22. A. Benoit, P. Ade, A. Amblard and etc. Cosmological constraints from Archeops // *Astronomy and Astrophysics*, vol. 399, pp. L25-L30, 2003.
23. E. M. Leitch, J. M. Kovac, C. Pryke and etc. Measurement of polarization with Degree Angular Scale Interferometer // *Nature*, vol. 420, p. 763, 2002.
24. A. Manzotti, K.T. Story, W.L.K. Wu and etc. CMB Polarization B-mode Delensing with *SPTpol* and *Herschel* // *The Astrophysical Journal*, vol. 846, No. 1, p. 45, 2017.
25. M. Hazumi et al., *LiteBIRD*: A small satellite for the study of b-mode polarization and inflation from cosmic background radiation detection // *Proc. SPIE*, vol. 8442, pp. 1-19, 2012.
26. A. Suzuki, P.A.R. Ade, Y. Akiba, et al. The *LiteBIRD* Satellite Mission: Sub-Kelvin Instrument // *J Low Temp Phys.*, vol. 193, pp. 1048–1056, 2018.
27. L. Mele, et. al. The *QUBIC* instrument for *CMB* polarization measurements // *J. Phys.: Conf. Ser.*, 1548 012016, 2020.
28. S. Marnieros, et. al. *TES* bolometer array for the *QUBIC B-mode CMB* experiment // *Journal of Low Temperature Physics*, vol. 199, pp. 955-961, 2020.
29. P. Ade, et al. The Simons Observatory: Science goals and forecasts // *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, vol.2, 056, 2019.
30. N. Zhu, et al. *The Astrophysical Journal Supplement Series* // 256:23 (20pp), 2021.
31. K.D. Irwin and G.C. Hilton Transition edge sensors // *Topics in Applied Physics*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, vol. 99, pp. 63-149, 2005.
32. H. Budzier, G. Gerlach Thermal infrared sensors // *John Wiley and Sons*, 2011.

33. E.L. Dereniak, G.D. Boreman *Infrared detectors and systems* // *John Wiley and Sons*, 1996.
34. H. K. Onnes The resistance of pure mercury at helium temperatures // *Commun. Phys. Lab. Univ. Leiden*, vol.12, p.120, 1911.
35. F. London and H. London The electromagnetic equations of supraconductor // *Proceedings of the Royal Society A*, vol. 149, pp.71-88, 1935.
36. V.L. Ginzburg and L.D. Landau On the theory of superconductivity // *Journal of Experimental and Theoretical Physics* vol. 20, pp. 1064-1082, 1950.
37. J. Bardeen, L.N. Cooper, and J.R. Schrieffer Microscopic theory of superconductivity // *Physical Review*, vol. 106, pp. 162-164, 1957.
38. B.D. Josephson Possible new effects in superconductive tunneling // *Physics Letters*, vol. 1, issue 7, pp. 251-253, 1962.
39. W. Meissner and R. Ochsenfeld Ein neuer effekt bei eintritt der supraleitfähigkeit // *Naturwissenschaften*, vol.21, pp.787-788, 1933.
40. В.В. Шмидт Введение в физику сверхпроводников
41. A.B. Pippard An experimental and theoretical study of relation between magnetic field and current in a superconductor // *Royal Society of London Proceeding Series A*, vol. 216, No. 1127, pp. 547-568, 1953.
42. D.C. Mattis, J. Bardeen Theory of the anomalous skin effect in normal and superconducting metals // *Physical Review*, vol. 111, p. 412, 1958.
43. S.B. Nam Theory of electromagnetic properties of superconducting and normal systems // *Physical Review*, vol. 152, p. 470-486, 1967.
44. A.V. Sergeev, M.Y. Reizer Photoresponse mechanisms of thin superconducting films and superconducting detectors // *International Journal of Modern Physics B*, vol. 10, pp. 635-667, 1996.

45. A. Altshuler, A. Aronov, P. Lee Interaction effect in disordered Fermi systems in two dimensions // *Physics Review Letters*, vol. 44, p. 1288, 1980.
46. B. Altshuler, A. Aronov, D. Khmelnitsky Effects of electron-electron collisions with small energy transfers on quantum localization // *Journal of Physics C: Solid state physics*, vol. 15, p. 7367, 1982.
47. A. Sergeev, V. Mitin Electron-photon interaction in disordered conductors: static and vibrating scattering potentials // *Physical Review B*, vol. 61, p. 6041, 2000.
48. P.L. Kapitza The study of heat transfer in helium II, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, vol. 11, p. 1, 1941.
49. S.B. Kaplan Acoustic matching of superconducting films to substrates // *Journal of Low Temperatures Physics*, vol. 37, pp.343-365, 1979.
50. J. Clarke, P.L. Richards, and N.H. Yeh Composite Superconducting Transition Edge Bolometer // *Applied Physics Letters*, vol. 30, pp. 664-666, 1977.
51. M.K. Mautl, M.W.P. Strandberg, and R.L. Kyhl Excess noise in superconducting bolometers // *Physical Review*, vol. 182, pp. 522-525, 1969.
52. B. Neuhauser, B. Cabrera, C.J. Marto, and B.A. Young Phonon-mediated detection of alpha particles with aluminum transition edge sensors // *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 26, pp. 1671-1672, 1987.
53. B.A. Young, B. Cabrera, A.T. Lee, C.J. Marto, B. Neuhauser, and J.P. McVittie Phonon-mediated detection of X-rays in silicon crystals using superconducting transition edge phonon sensors // *IEEE Transactions on Magnetics*, 25(2), pp. 1347-1350, 1989.
54. E.G.P. O'Connor, A. Shearer, K. O'Brien Energy-sensitive detectors for astronomy: Past, present, and future // *New Astronomy Reviews*, vol. 87, p. 101526, 2019.
55. J. S. Lee, J. Gildemeister, W. Holmes, A. Lee, and P. Richards Voltage-biased superconducting transition-edge bolometer with strong

- electrothermal feedback operated at 370 mK // *Applied Optics*, vol. 37, No. 16, pp. 3391-3397, 1998.
56. M.D. Audley et. al. *SCUBA-2: a large format TES array for submillimetre astronomy* // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 520, pp. 479-482, 2004.
 57. P. A. J. de Korte, J. Beyer, S. Deiker, G.C. Hilton, K.D. Irwin, M. MacIntosh, S.W. Nam, C. D. Reintsema, L. R. Vale, and M. E. Huber Time-division superconducting quantum interference device multiplexer for transition-edge sensors // *Rev. Sci. Instrum.*, 74:3807, 2003.
 58. T. M. Lanting, H. M. Cho, J. Clarke, W. L. Holzapfel, A.T. Lee, M. Lueker, P.L. Richards, M.A. Dobbs, H. Spieler, and A. Smith Frequency-domain multiplexed readout of transition-edge sensor arrays with a superconducting quantum interference device // *Applied Physics Letters*, 86:112511, 2005.
 59. K.D. Irwin, M.D. Niemack, J. Beyer, H.M. Cho, W. B. Doriese, G.C. Hilton, C. D. Reintsema, D. R. Schmidt, J N. Ullom, and L. R. Vale Code-division multiplexing of superconducting transition-edge sensor arrays // *Superconductor Science and Technology*, 23:034004, 2010.
 60. K. D. Irwin and K.W. Lehnert Microwave *SQUID* multiplexer // *Applied Physics Letters*, vol. 85, p. 2107, 2004.
 61. D.C. McDonald Novel superconducting thermometer for bolometric applications // *Applied Physics Letters*, vol. 50, pp. 775-777, 1987.
 62. N. Bluzer Analysis of quantum superconducting kinetic photodetectors // *Journal of Applied Physics*, vol. 78, 7340, 1995.
 63. M.D. Jack Frequency domain integrating resonant superconducting transmission line detector // U.S. Patent No. 4, 962, 316, 1990.

64. J. Zmuidzinas Superconducting microresonators: physics and applications // *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.*, vol. 3, pp. 169 – 214, 2012.
65. P.K. Day, H.G. LeDuc, B.A. Mazin, A. Vayonakis and J. Zmuidzinas A broadband superconducting detector suitable for use in large arrays // *Nature*, vol. 425, pp. 817–821, 2003.
66. B.A. Mazin Microwave Kinetic Inductance Detectors. Ph.D. thesis, California Institute of Technology, Pasadena, CA, 2004.
67. M. Calvo Development of kinetic inductance detector for the study of the Cosmic Microwave Background Polarization // Ph.D. thesis, The Sapienza University of Rome, 2008.
68. B.S. Karasik, A.V. Sergeev, D.E. Prober Nanobolometers for THz photon detection // *IEEE Transactions on terahertz science and technology*, vol. 1 (1), pp. 97-111, 2011.
69. D.E. Prober Superconducting terahertz mixer using a transition-edge microbolometer // *Applied Physics Letters*, vol. 62, 2119-21, 1993.
70. A.F. Andreev Thermal conductivity of the intermediate state of superconductors, *Sov. Phys. JETP*, vol.19, p. 1228, 1964.
71. B.S. Karasik, R. Cantor Demonstration of high optical sensibility in far-infrared hot-electron bolometer // *Applied Physics Letters*, vol. 98, p. 193503, 2011.
72. M.S.M. Minhaj, S. Meepagala, J.T. Chen, and L. E. Wenger Thickness dependence on the superconducting properties of thin Nb films // *Physical Review B*, vol. 49, pp. 15235-15240, 1994.
73. G.-i. Oya, M. Koishi, and Y. Sawada High-quality single-crystal Nb films and influences of substrates on the epitaxial growth // *Journal of Applied Physics*, vol. 60, No. 4, pp. 1440-1446, 1986.

74. R.E. Glover, S. Mozer and F. Baumann Superconducting beryllium films // *Journal of Low Temperatures Physics*, vol. 5, No. 5, pp.519-536, 1971.
75. K. Takei, K. Nakamura, Y. Maeda Superconducting beryllium thin films prepared by ionbeam sputtering // *Journal of Applied Physics*, vol. 57, pp. 5093-5094, 1985.
76. R.A. Hein Investigation of the Superconductivity of Hafnium // *Physical Review*, vol. 102 (6), p. 1511, 1956.
77. G. Coiffard, M. Daal, N. Zobrist, N. Swimmer, S. Steiger, B. Bumble and B.A. Mazin Characterization of sputtered hafnium thin films for high quality factor microwave kinetic inductance // *Superconductor Science and Technology*, vol. 33, 07LT02 (7pp), 2020.
78. D. Vaccaro, B. Siri, A. M. Baldini and et. al Tuning the T_C of Titanium Thin Films for Transition-Edge Sensors by Annealing in Argon // *Journal of Low Temperature Physics*, vol. 193, pp. 1122–1128, 2018.
79. Z. Wang, W. Zhang, W. Miao, D. Liu, Jia-Qiang Zhong, and Sheng-Cai Shi Electron-Beam Evaporated Superconducting Titanium Thin Films for Antenna-Coupled Transition Edge Sensors // *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 28, No. 4, 2018.
80. C.G. Granqvist and T. Claeson Superconducting energy gap and transition temperatures of quench-condensed cadmium and zinc films // *Journal of Low Temperature Physics*, vol. 10, Nos. 5\6, 1973.
81. J.S. Schooley Superconductive transition in cadmium // *Journal of Low Temperature Physics*, vol. 12, Nos. 5\6, 1973.
82. T. S. Smith and J. G. Daunt Some Properties of Superconductors below 1 K. III. Zr, Hf, Cd, and Ti // *Physical Review*, vol. 88, p. 1172, 1952.

83. R.W. Cline and H.J. Maris Energy-selective detection of phonons by superconducting zinc films // *Physical Review B*, vol. 21, p. 5087, 1980.
84. R.A. Hein, W.E. Henry and N.M. Wolcott Superconductivity of uranium // *Physical Review*, vol. 107 (6), p. 1517, 1957.
85. J.C. Lashley, B.E. Lang, J. Boerio-Goates, B.F. Woodfield, et. al. Low-temperature specific heat and critical magnetic field of α -uranium single crystals // *Physical Review B*, vol. 63, 224510, 2001.
86. L. Ferrari, S. Ambrosetti, D. Bagliani, F. Gatti, R. Vaccarone, and R. Valle Characterization of the superconducting transition of thin Ir films for TES // *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 19, No. 3, p. 477, 2019.
87. J. K. Hulm and B.B. Goodman Superconducting Properties of Rhenium, Ruthenium, and Osmium // *Physical Review*, vol. 106, p. 659, 1957.
88. M.E. Gershenson, D. Gong, T. Sato, B.S. Karasik, A.V. Sergeev // Millisecond electron-phonon relaxation in ultrathin disordered metal films at millikelvin temperatures // *Applied Physics Letters*, vol. 79, pp. 2049–2051, 2001.
89. J.J. Lin and J.B. Bird Recent experimental studies of electron dephasing in metal semiconductor mesoscopic structures // *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 14, R501-R596, 2002.
90. Eleftheriades and G.B. Rebeiz Self and mutual admittance of slot antennas on a dielectric half-space // *International journal of infrared and millimeter waves*, vol. 14, No. 10, 1993.
91. J. Zmuidzinas and H.G. LeDuc Quasi-optical slot antenna SIS mixer // *IEEE transactions on microwave theory and techniques*, vol. 40, No. 9, 1992.

92. W.F.M. Ganzevles, L.R. Swart, J.R. Gao, P.A.J. de Korte and T.M. Klapwijk
Direct response of twin-slot antenna-coupled hot-electron bolometer mixers
designed for 2.5 THz radiation detections // *Applied Physics Letters*, vol. 76,
p. 3304, 2000.
93. <https://www.cadence.com/>
94. J.A.B. Mates, D.T. Becker, D.A. Bennet and et al. Simultaneous readout of
128 X-ray and gamma-ray transition edge microcalorimeters using
microwave *SQUID* multiplexing // *Applied Physics Letters*, vol. 111, p.
062601, 2017.
95. J.N. Martinis Superconducting phase qubits // *Quantum Information
Processing*, vol. 8, pp. 81-103, 2009.
96. A. Wallraff, D. Schuster, A. Blais and et al. Strong coupling of a single
photon to a superconducting qubit using circuit quantum electrodynamic //
Nature, vol. 431, pp. 162–167, 2004.
97. G.B. Rebeiz Millimeter-wave and terahertz integrated circuit antennas //
Proceedings of the IEEE, vol. 80, No. 11, 1992.
98. <https://www.tydexoptics.com/>.
99. R.F. Harrington Field Computation by Moment Methods // *IEEE press series
on electromagnetic wave theory*, 1993.
100. M. Kominami, D.M. Pozar, D.H. Schaubert Dipole and slot elements
and arrays on semi-infinite substrates // *IEEE transactions on antennas and
propagation* vol. ap-33, No. 6, 1985.